

**Untersuchung der Reaktion $^{63}\text{Cu} (d, ^3\text{He})$
mit polarisierten Deuteronen
und
Bau einer 4π -Streukammer**

von
Gernot Klier
aus
Nürnberg



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548225_0058

**Untersuchung der Reaktion $^{63}\text{Cu} (d, ^3\text{He})$
mit polarisierten Deuteronen
und
Bau einer 4π -Streukammer**

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Gernot Klier
aus
Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	9.2.1977
Vorsitzender der Promotions- kommission:	Prof. Dr. E. Schweizer
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. E. Finckh
Zweitberichterstatter:	Wiss. Rat Prof. Dr. A. Hofmann

Inhaltsverzeichnis

Seite

Zusammenfassung	1
I) MESSUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS UND DER VEKTORANALYSIERSTÄRKE DER REAKTION $^{63}\text{Cu}(\text{d}, ^3\text{He})^{62}\text{Ni}$	
Einleitung	2
A) Experimentelle Durchführung	3
1. Aufbau des Experiments	3
2. Experimentelle Randbedingungen und daraus resultierende Nachweismethoden	4
2.1 Nachweis mittels Teilchenidentifizierung unter Verwendung von (ΔE - E)-Teleskopen	5
2.2 Nachweis mittels Teilchenidentifizierung unter Verwendung eines 3-fach Zählers	10
3. Auswertung der Messungen und deren Ergebnisse	12
3.1 Berechnung der Analysierstärke	12
3.2 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	15
B) DWBA-Analyse der Messungen	19
1. Bemerkungen zu den numerischen Rechnungen	19
2. Die optischen Modellpotentiale	21
2.1 Potentialparameter der Deuteronen	21
2.2 Potentialparameter der Helium-3-Teilchen	22
3. Vergleich zwischen Messung und DWBA-Rechnungen	22
3.1 j-Abhängigkeit der Analysierstärke	25

	Seite
II) BAU EINER 4π -STREUKAMMER	29
1. Einleitung	29
2. Die 3-teilige Vakuumkammer	30
2.1 Ober- und Unterteil	30
2.2 Mittelteil	32
3. Das Ringsystem	33
3.1 Die 2π -Ringe	34
3.2 Die 4π -Ringe	36
3.3 Der Zusatz-Ring	37
4. Die Zählerarme	40
5. Die Zählerhalterungen	40
6. Justierbares Antistreublendensystem	42
7. Vorrichtung zum Öffnen der Kammer	45
8. Das Kammergestell	47
9. Das Vakuumsystem	48
Literaturverzeichnis	50

Zusammenfassung

Im Teil I dieser Arbeit wurde die Abhängigkeit der Analysierstärke vom transferierten Gesamtdrehimpuls j bei der $^{63}\text{Cu}(d, ^3\text{He})^{62}\text{Ni}$ -Pick-up-Reaktion bei $E_d = 11\text{MeV}$ untersucht. Gemessen wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke. Die Ergebnisse wurden mit DWBA-Rechnungen verglichen. Der Übergang zum Grundzustand entspricht eindeutig dem mit $j = 3/2$ gerechneten Verlauf. Der Spin-Bahn-Term ist dabei von untergeordneter Bedeutung.

Teil II beschäftigt sich mit dem Entwurf und der Funktionsweise einer 4π -Streuammer. Die Kammer eignet sich zur Messung von Tensoranalysierstärken und zur Untersuchung von 3-Teilchen-Reaktionen. Die Kammer ist so gebaut, daß in jeder Raumbene simultan eine Winkelverteilung aufgenommen werden kann.

1) MESSUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS UND DER
VEKTORANALYSIERSTÄRKE DER REAKTION $^{63}\text{Cu}(d, ^3\text{He})^{62}\text{Ni}$

Einleitung

Bei Stripping- und Pick-up-Reaktionen läßt sich der Bahndrehimpuls-Übertrag l aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt festlegen. Der transferierte Gesamtdrehimpuls $j = l \pm 1/2$ kann erst durch Messung der Analysierstärke eindeutig bestimmt werden. Die j -Abhängigkeit der Analysierstärke wurde in vielen Messungen von $(\vec{d}, p)$ -, $(\vec{p}, d)$ -, $(\vec{d}, t)$ - und in neuester Zeit auch von $(\vec{d}, n)$ -Reaktionen gezeigt. Für $(d, ^3\text{He})$ -Reaktionen mit polarisierten Deuteronen liegen jedoch nur sehr wenige Ergebnisse vor: Messungen von Ludwig et al. an den leichten Kernen ^{10}B , ^{14}N , ^{16}O (Lud 74) und am ^{208}Pb von Mayer et al. (May 74).

Ziel dieser Arbeit war den j -Effekt in der Analysierstärke bei $(d, ^3\text{He})$ -Reaktionen weiter zu untersuchen und zu bestätigen. Dazu stehen in Erlangen eine leistungsfähige Quelle für polarisierte Deuteronen (Lamb-shift-Prinzip) und ein System für Teilchenidentifikation zur Verfügung.

Die größten Unterschiede in der Analysierstärke treten für die beiden möglichen transferierten j -Werte bei Übergängen mit einem Bahndrehimpuls-Übertrag von $l = 1$ auf. In Verbindung mit dem einfachsten Fall, Targetkern mit Spin 0 im Anfangs- oder Endzustand, läßt sich der j -Effekt am besten demonstrieren. Deshalb wurde nach Kernen gesucht, bei denen diese Bedingungen für die $(d, ^3\text{He})$ -Reaktion erfüllt sind.

Wegen der Energiebeschränkung des Erlanger Beschleunigers (max. 12 MeV) kamen — im Hinblick auf den Wirkungsquerschnitt — außerdem nur Kerne in Frage, für die die Einschußenergie oberhalb der Coulombschwelle liegt. Als Tar-

get wurde $^{63}\text{Cu}(I = 3/2^-)$ gewählt, da hier, bzgl. Wirkungsquerschnitt, Q-Wert und der möglichen Auflösung der verschiedenen Linien in den Spektren, die Verhältnisse am günstigsten waren. Die $(d, ^3\text{He})$ -Reaktion führt zum Grundzustand im ^{62}Ni mit $I = 0^+$.

A. Experimentelle Durchführung

1. Aufbau des Experiments

Die Messung wurde mit dem vektorpolarisierten Deuteronenstrahl der Lamb-shift-Quelle (Löh 76) am Erlanger Tandembeschleuniger durchgeführt.

Die Einschußenergie E_d der Deuteronen war 11.0 MeV. Die Fokussierung des Strahls auf das Target erfolgte mit einem Quadrupol-Triplett. Der Strom am Target betrug ca. 12-16 nA bei einer strahlbegrenzenden Lochblende von 3 mm Durchmesser und einer durchschnittlichen Strahlpolarisation von 46 %. Als Target wurde eine 1 mg/cm² dicke Kupferfolie (Isotopenreinheit: 99.88 % ^{63}Cu) verwendet. Die Coulombschwelle liegt für den Eingangskanal bei etwa 7.3 MeV und für den Ausgangskanal bei etwa 14.6 MeV. Der Q-Wert für den Übergang zum Grundzustand (Q_0) der Reaktion $^{63}\text{Cu}(d, ^3\text{He})^{62}\text{Ni}$ beträgt $Q_0 = - 0.630$ MeV.

Zur Überwachung der Strahlpolarisation wurde ein Kohlenstoff-Polarimeter verwendet, mit dem die Vektorpolarisation des Strahls über die Reaktion $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$ mit zwei unter $\theta_{\text{lab}} = 120^\circ$ aufgestellten Zählern bestimmt wurde. Da jedoch für diese Reaktion bei $E_d = 11.0$ MeV keine Analysierstärkedaten vorlagen, wurde das Polarimeter mit Hilfe einer bei $E_d = 7.7$ MeV durchgeführten Messung — bei dieser Energie ist die Analysierstärke der $^{12}\text{C}(d, p_0)$ -Reak-

tion genau bekannt (Cun 69) — geeicht. Die Eichung wurde jeweils zum Beginn und am Ende einer Strahlzeit überprüft. Bei $E_d = 11.0$ MeV ergab sich dabei für A ($\theta_{lab}=120^\circ$) ein Wert von -0.365 ± 0.018 .

Die Messungen für die $^{63}\text{Cu}(d, ^3\text{He})$ -Reaktion wurden in der Ortec- und — nach Fertigstellung der 4π -Kammer — in der 4π -Streukammer durchgeführt. Die Aufnahme der Winkelverteilung von $20^\circ \leq \theta_{lab} \leq 80^\circ$ erfolgte in 5° Schritten mit sechs ($\Delta E-E$)-Teleskopen bzw. mit einem 3-fach Zähler, der aus einem ($\Delta E-E$)-Teleskop und einer weiteren E-Diode (siehe 2.1 und 2.2) bestand. Für die polarisierten Messungen wurden die beiden Spinstellungen des Strahls ("Spin up" und "Spin down") verwendet, wobei mit den Teleskopen pro Winkelstellung mehrere Meßläufe vorgenommen wurden. Mit den Teleskopen wurden außerdem auch noch Messungen bei unpolarisiertem Strahl durchgeführt. Die Detektoren waren über ein Routingsystem (Hei 76, Wan 74) an eine Datenverarbeitungsanlage PDP-7 angeschlossen und die Spektren wurden im on-line-Betrieb ausgewertet. Der ^3He -Peak wurde anhand von Reaktionskinematikrechnungen identifiziert. Die Zählraten wurden durch Aufsummieren der einzelnen Kanal-inhalte ermittelt.

2. Experimentelle Randbedingungen und daraus resultierende Nachweismethoden

Beim Beschuß von ^{63}Cu mit 11 MeV Deuteronen treten parallel zur $(d, ^3\text{He})$ -Reaktion, deren Wirkungsquerschnitt im μb -Bereich liegt, noch weitere Transferreaktionen mit geladenen Teilchen im Ausgangskanal — $^{63}\text{Cu}(d, p)^{64}\text{Cu}$: $Q_0 = 5.692\text{MeV}$, $^{63}\text{Cu}(d, t)^{62}\text{Cu}$: $Q_0 = -4.584\text{MeV}$, $^{63}\text{Cu}(d, \alpha)^{61}\text{Ni}$: $Q_0 = 9.348\text{MeV}$ — sowie elastische und inelastische Streuung ($Q_{d,d'} = -0.668\text{MeV}$) auf.

Die kritischste Störreaktion ist hierbei die (d, α) -Reak-

tion, die im Vergleich zur ($d, {}^3\text{He}$)-Reaktion einen großen Wirkungsquerschnitt hat. Sie besitzt einen hohen, positiven Q -Wert und führt durch die Übergänge zu den höher angeregten, dicht beieinanderliegenden Zuständen im ${}^{61}\text{Ni}$ zu einem hohen α -Untergrund, durch den der ${}^3\text{He}$ -Peak vollkommen verdeckt wird (siehe Abb.4). Wegen der hochenergetischen α -Teilchen kann der ${}^3\text{He}$ -Peak weder durch Stoppbleche noch durch geeignete Wahl der Diodendicke separiert werden. Deshalb wurden für den Nachweis der ${}^3\text{He}$ -Teilchen (ΔE - E)-Teleskope verwendet und die darin gestoppten Teilchen mit Hilfe eines Teilchenidentifikationssystems (Hei 71) getrennt.

2.1 Nachweis mittels Teilchenidentifizierung unter Verwendung von ($\Delta E - E$) - Teleskopen

In Abb.1a ist schematisch der Aufbau der Nachweiselektronik für den Teleskop-Betrieb dargestellt.

Durchdringt ein Teilchen die ΔE -Diode und wird es in der E -Diode gestoppt, erzeugt es in den Dioden eine der verlorenen Energie proportionale Ladungsmenge, die in den ladungsempfindlichen Vorverstärkern (VV) in Spannungsimpulse umgewandelt und den Eingängen des Linearverstärkers (HV = Hauptverstärker) und zeitbestimmenden Schwellenverstärkers (TPO = time pick off) gleichzeitig zugeführt werden. Überschreiten die Eingangsimpulse in den TPO die extern einstellbaren Schwellen, laufen deren Ausgangsimpulse zur Teleskop-Koinzidenzstufe ($\tau_{\text{coinc}} = 100 \text{ ns}$), die dann im Koinzidenzfall ein Ausgangssignal liefert, mit dem das Routingsystem (RS) und der Particle Identifier (PI) gesteuert werden.

Verwendet wurden (ΔE - E)-Teleskope, bei denen jeweils die Gesamtdicke der beiden Si-Oberflächensperrschichtzähler

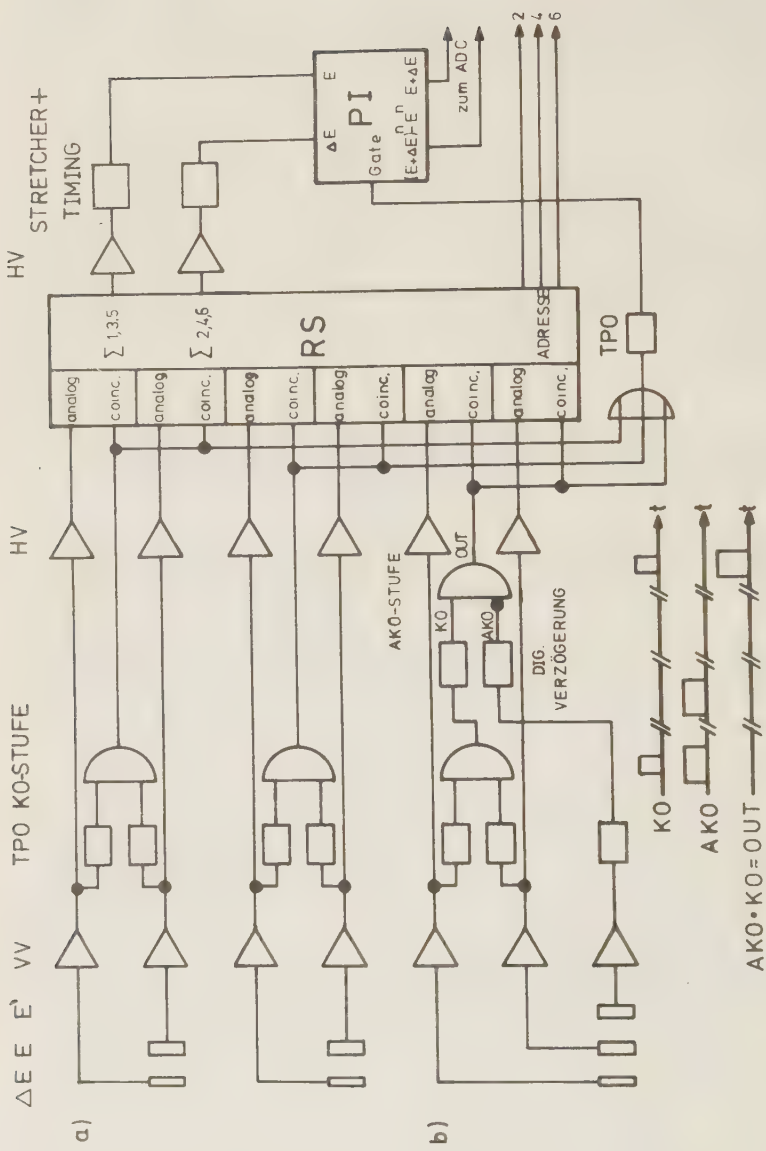


Abb.1 Blockschaltbild der Nachweiselektronik: a) Teleskopbetrieb b) 3-fach Zähler

etwa $230\text{ }\mu\text{m}$ betrug, so daß die hochenergetischen α -Teilchen gerade noch gestoppt wurden, während die Protonen und Deuteronen unter geringem Energieverlust durchgelassen wurden (siehe auch 2.2).

Als ΔE -Dioden wurden $30\text{--}40\text{ }\mu\text{m}$ Dioden verwendet. Bei dieser Diodendicke ist einerseits der Energieverlust für die Protonen, Deuteronen und auch für die Tritonen — trotz des negativen Q -Wertes der (d,t) -Reaktion von $Q_0 = -4.584\text{ MeV}$ — gegenüber dem der He-Teilchen klein genug, um sie durch geeignete Wahl der TPO-Schwelle zusammen mit der Koinzidenzstufe eliminieren zu können, und bleibt andererseits das Massensignal für die He-Teilchen im interessierenden Energiebereich konstant und energieunabhängig (Voraussetzung für richtige Identifizierung).

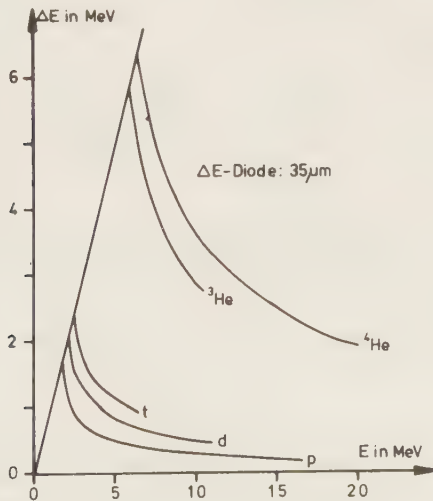


Abb.2 Energieverluste der verschiedenen Ejektile in der ΔE -Diode (Die einzelnen Kurven sind bis zur jeweils vorkommenden Maximalenergie gezeichnet)

In Abb.2 sind dazu die Energieverluste in der 35 μm dicken ΔE -Diode für die verschiedenen Objekte bis zur jeweils vorkommenden Maximalenergie eingezeichnet. Abb.3 zeigt für diese Objekte die Massensignale (PIO) in Abhängigkeit von der Energie, die man bei Verwendung von 35 μm dicken ΔE -Dioden und unter der Annahme, daß die Teilchen im zweiten Detektor gestoppt werden, erhält. Die PIO-Signale für die Protonen, Deuteronen und Tritonen wurden dabei lediglich zum Vergleich eingetragen.

Durch die Beschränkung der Identifizierung auf die He-Teilchen wird die vom System zu verarbeitende Impulsrate verkleinert und dadurch die Teilchentrennung verbessert.

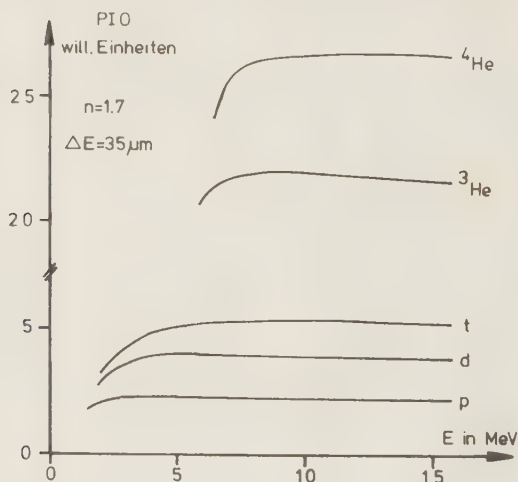


Abb.3 Massensignale der verschiedenen Objekte bei Verwendung einer 35 μm dicken ΔE -Diode unter der Annahme, daß die Teilchen in der E-Diode gestoppt werden.

Vor jeder Diode befand sich eine mit einem stark verdünnten ^{241}Am -Präparat versehene Blende. Dadurch konnte — an Hand der dominierenden 5.484 MeV α -Linie — die gesamte Verstärkerkette des ΔE - und des E -Zweiges eines Teleskops unter realistischen Bedingungen auf identische Verstärkung eingestellt und damit gewährleistet werden, daß der PI die Rechenoperationen für das Energiesignal $(E + \Delta E)$ und das Identifier-Signal $((E + \Delta E)^n - E^n)$ korrekt ausführt. Die α -Linie wurde außerdem zur Eichung der Energiespektren herangezogen.

Abb.4 zeigt einen Vergleich zwischen dem Energiespektrum der E -Diode und dem daraus durch Teilchenidentifikation extrahierten ^3He -Energiespektrum.

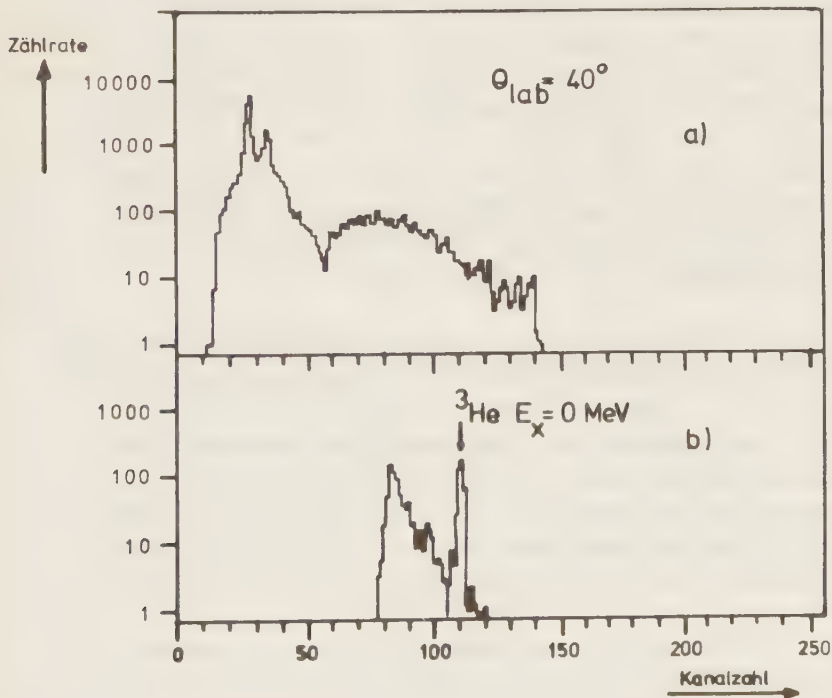


Abb.4 Impulshöhenspektrum ohne (a) und mit (b) Teilchenidentifikation

2.2 Nachweis mittels Teilchenidentifizierung unter Verwendung eines 3-fach Zählers

Bei einem Teil der Messung wurde auch ein 3-fach Zähler eingesetzt. Dieser bestand aus einem Teleskop und einer dazu in Antikoinzidenz geschalteten, nachfolgenden dritten Diode (E'). Das Teleskop wurde dabei wiederum zur Trennung der He-Teilchen verwendet (siehe 2.1) während die E' -Diode im Prinzip zur Triggerung des RS und des PI benützt wurde. In Abb.1b ist das Blockschaltbild der verwendeten Nachweiselektronik angegeben.

Ein Teilchen (in diesem Fall ein Proton oder Deuteron), das im Teleskop nicht gestoppt wird und in die E' -Diode gelangt, erzeugt am Ausgang des ladungsempfindlichen VV einen der verlorenen Energie proportionalen Spannungsimpuls, der dem TPO zugeleitet wird. Der Ausgangsimpuls dieses TPO und der der Teleskop-Koinzidenzstufe (KO) werden dann, nach entsprechendem Timing, dem Eingang einer Antikoinzidenzstufe (AKO) zugeführt. Im Falle der Antikoinzidenz erhält man bei vorliegendem (KO)-Ausgangsimpuls einen Impuls am Ausgang der AKO-Stufe, der auf die Steuereingänge des RS und des PI gegeben wird.

Wird kein AKO-Ausgangsimpuls erzeugt (in Abb.1b sind unten die verschiedenen Möglichkeiten dafür eingezeichnet) bleiben RS und PI stets gesperrt. RS und PI laufen also nur dann, wenn innerhalb der Auflösezeit der AKO-Stufe als einziges Signal, das von einem He-Teilchen stammende Koinzidenzsignal vorliegt.

Bei der Messung wurde eine langsame AKO-Stufe mit einer Auflösezeit von $1\mu\text{s}$ verwendet.

Abb.5 zeigt ein für diese Anordnung typisches Impulshöhenspektren bei $\theta=40^\circ$.

Bemerkung: Die Nachweismethode mit dem 3-fach Zähler erwies sich dem reinen Teleskopbetrieb gegenüber deutlich überlegen (wesentlich untergrundfreiere Spektren). Der zur Verkürzung der Meßzeit notwendige Einsatz von mehreren 3-fach Zählern führt jedoch zu einem erheblichen Mehraufwand an Elektronik. Deshalb wurden für den Großteil der Messungen die Teleskope verwendet.

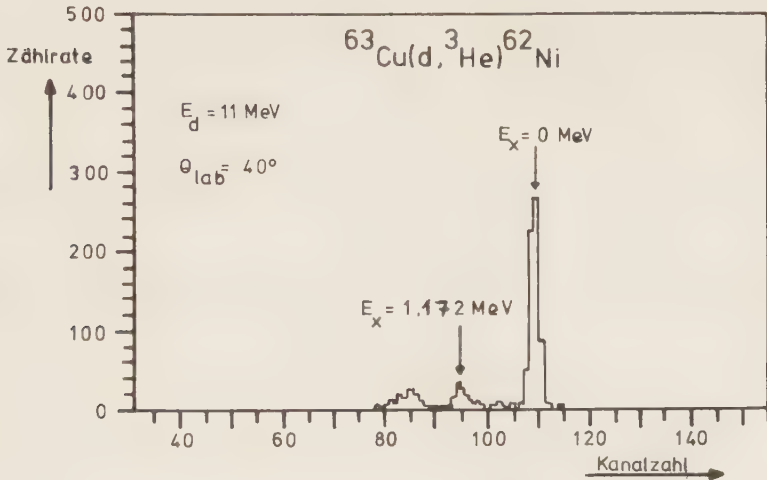


Abb.5 Typisches ${}^3\text{He}$ -Impulshöhenspektrum des 3-fach Zählers

3. Auswertung der Messungen und deren Ergebnisse

3.1 Berechnung der Analysierstärke

In Abb.6 ist das übliche, durch Konvention festgelegte Koordinatensystem eingezeichnet. Die Richtung der Spinsymmetrieachse $\underline{s}$ wird darin mittels der beiden Winkel β und ϕ beschrieben. Dabei ist β der Winkel zwischen $\underline{s}$ und der Impulsrichtung des einfliegenden Teilchens $\underline{k}_{in}$ (z-Achse) und ϕ bezeichnet den Winkel zwischen der Projektion von $\underline{s}$ auf die x-y-Ebene und $\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{out}$.

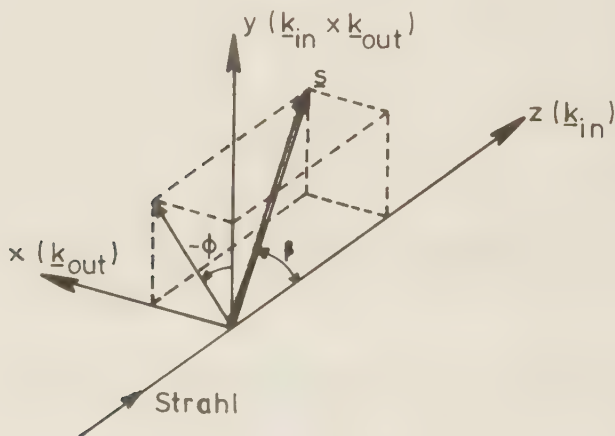


Abb.6 Zur Definition der Winkel β und ϕ

Für die Intensität eines polarisierten Spin-1-Strahls (Deuteronenstrahl) aus einer Quelle für polarisierte Ionen gilt nach Darden (Dar 70):

$$(I) \quad I = I_0 \left\{ 1 + \frac{3}{2} p_z A_y \sin \beta \cos \phi + \frac{1}{4} p_{zz} A_{zz} (3 \cos^2 \beta - 1) - p_{zz} A_{xz} \sin \beta \cos \beta \sin \phi - \frac{1}{4} p_{zz} (A_{xx} - A_{yy}) \sin^2 \beta \cos 2\phi \right\}$$

Die polarisierten Meßläufe wurden jeweils bei den beiden Spinstellungen "Spin up" ($\beta=90^\circ, \phi=0^\circ$) und "Spin down" ($\beta=90^\circ, \phi=180^\circ$) durchgeführt. Daraus läßt sich die Vektoranalysierstärke A_y bei rein vektorpolarisierten Strahl nach (I) folgendermaßen bestimmen:

$$\begin{aligned}
 \text{(Ia)} \quad I^l - I^r &= I_0 \left\{ \left[1 + \frac{3}{2} p_z A_y \right] - \left[1 - \frac{3}{2} p_z A_y \right] \right\} \\
 &= 2 I_0 \frac{3}{2} p_z A_y \\
 \text{(Ib)} \quad I^l + I^r &= 2 I_0
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} \text{(Ia)} \\ \text{(Ib)} \end{aligned}} \right\} \Rightarrow \text{(II)} \quad A_y = \frac{2}{3 p_z} \frac{I^l - I^r}{I^l + I^r}$$

mit $I^l = I(\beta=90^\circ, \phi=0^\circ)$ und $I^r = I(\beta=90^\circ, \phi=180^\circ)$

Enthält der vektorpolarisierte Strahl jedoch Tensoranteile, erhält man nach (I) anstelle der beiden Ausdrücke (Ia und Ib):

$$\begin{aligned}
 \text{(I'a)} \quad I^l - I^r &= I_0 \left\{ \left[1 + \frac{3}{2} p_z A_y - \frac{1}{4} p_{zz} A_{zz} - \frac{1}{4} p_{zz} (A_{xx} - A_{yy}) \right] \right. \\
 &\quad \left. - \left[1 - \frac{3}{2} p_z A_y - \frac{1}{4} p_{zz} A_{zz} - \frac{1}{4} p_{zz} (A_{xx} - A_{yy}) \right] \right\} \\
 &= 2 I_0 \frac{3}{2} p_z A_y
 \end{aligned}$$

$$\text{(I'b)} \quad I^l + I^r = 2 I_0 \left\{ 1 - \frac{1}{4} p_{zz} A_{zz} - \frac{1}{4} p_{zz} (A_{xx} - A_{yy}) \right\}$$

Da weder der kleine Tensoranteil des Strahls noch die Tensoranalysierstärken der Reaktion bekannt waren, wurde mit den Teleskopen auch eine Messung mit unpolarisiertem Strahl durchgeführt. Damit erhält man für die Vektorpolarisation A_y mit (Ia) bzw. (I'a):

(II')

$$A_y = \frac{2}{3 p_z} \frac{I^l - I^r}{2 I_0}$$

Die Messungen mit dem 3-fach Zähler wurden nur mit dem für rein vektorpolarisierten Strahl gültigen Ausdruck (II) ausgewertet. Für die Teleskop-Messungen wurde der Ausdruck (II') verwendet und damit etwaige Tensoranteile berücksichtigt. Bei zwei Teleskopen sind jedoch — während der unpolarisierten Messung — die TPO-Schwellen gewandert, so daß nur mit der Formel (II) ausgewertet werden konnte. Die in Abb.7 gezeigte Analysierstärke A_y ist aus 5 bzw. 6 getrennten Messungen gewonnen.

In Abb.7 sind die Ergebnisse für die Vektoranalysierstärke A_y der $^{63}\text{Cu}(d, ^3\text{He})$ -Reaktion wiedergegeben. Eingezeichnet sind dabei nur die statistischen Fehler. Man sieht, daß wie erwartet die Abweichungen der Analysierstärken mit und ohne Berücksichtigung von Tensoranteilen innerhalb des statistischen Fehlers liegen. Dies bedeutet, daß zumindest im gemessenen Winkelbereich die Tensoranteile des vektorpolarisierten Strahls bei der $^{63}\text{Cu}(d, ^3\text{He})$ -Reaktion bei $E_d = 11\text{MeV}$ keine Rolle spielen und somit vernachlässigt werden können.

Die Ergebnisse aus beiden Nachweisverfahren — 3-fach Zähler und Teleskopbetrieb — stimmen ebenfalls innerhalb des angegebenen Fehlers überein.

Zur besseren Übersicht wurde deshalb beim Vergleich mit den DWBA-Rechnungen der aus beiden Nachweis- und Auswertemethoden gebildete Mittelwert verwendet.

Die Winkelverteilung der Analysierstärke zeigt in dem gemessenen Winkelbereich, von kleinen Schwankungen abgesehen, keine starken Oszillationen und bleibt stets negativ. Dieser Verlauf ist typisch für Stripping- und Pick-up-Reaktionen in der Nähe bzw. unterhalb der Coulombschwelle.

3.2 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde aus den polarisierten und unpolarisierten Messungen an Hand von Gleichung (III) ermittelt. Den Berechnungen mit den polarisierten Daten wurde dabei ein rein vektorpolarisierter Strahl zugrunde gelegt, so daß nach Gleichung (Ib) $(1/2) \cdot (I^L + I^R)$ anstelle von I_0 in (III) eingesetzt werden kann. Die Targetdicke ($\rho \cdot d$) wurde mit Hilfe der elastischen Streuung von Protonen bei $E_{\text{lab}} = 4\text{MeV}$ (Rutherford-Streuung) bestimmt.

$$(III) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CM}} = \frac{I_0 \cdot R \cdot A}{N_0 \cdot \rho \cdot d \cdot L \cdot d\Omega_{\text{lab}}}$$

mit:

I_0 = Zählrate im Lab - System

A = Ratio = $d\Omega_{\text{lab}}/d\Omega_{\text{CM}}$ der Reaktion

A = Atomgewicht des Targets

d = Targetdicke

ρ = Massendichte des Targets

L = Loschmidtsche Zahl

N_0 = Zahl der Projektile während der Meßzeit = $\frac{Q_0}{q} = \frac{a \cdot N_{\text{CMC}} \cdot J_0}{10^6 \cdot q}$

wobei:

Q_0 = "Aufintegrierte" Ladung

q = Ladung des Projektils

N_{CMC} = Zahl der Impulse am CMC

J_0 = eingestellter Targetstrombereich ($J_0 \hat{=} 1 \text{ nA}$)

a = Umrechnungsfaktor des CMC-Zählers (10^4)

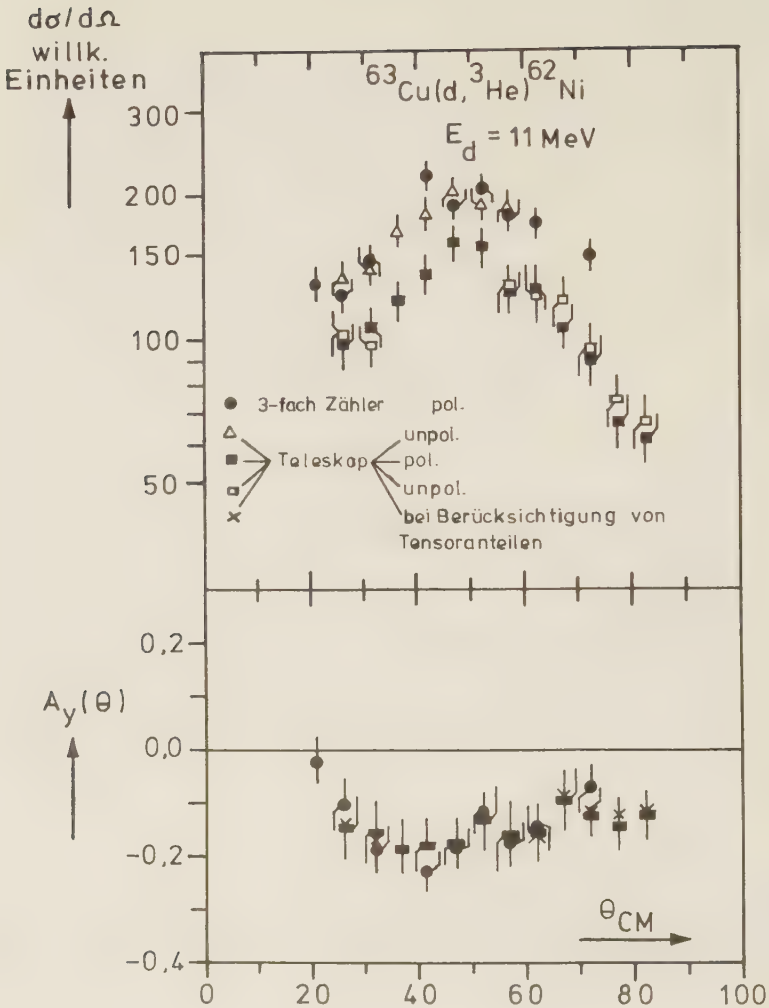


Abb.7 Analysierstärke und Wirkungsquerschnitt des Übergangs zum Grundzustand der Reaktion $^{63}\text{Cu}(d, ^3\text{He})^{62}\text{Ni}$

Es wurden folgende Messungen in der angegebenen Reihenfolge durchgeführt:

A: 3-fach Zähler ⁺	polarisierter	} Strahl
B: {	unpolarisierter	
C: { (ΔE-E)-Teleskop	polarisierter	
D: }	unpolarisierter	

Abb.7 zeigt die Ergebnisse der Messungen, die im wesentlichen zu zwei, nahezu parallel verschobenen Kurven für den differentiellen Wirkungsquerschnitt führten. Die Meßpunkte der oberen Kurve stammen aus den Messungen A und B. Die untere Kurve ist das Ergebnis der beiden Messungen C und D, die jeweils mit sechs Teleskopen gleichzeitig ausgeführt wurden.

Für die Richtigkeit der oberen Kurve sprechen jedoch folgende Gründe:

- 1) Bei der Messung mit dem 3-fach Zähler wurde die Winkelverteilung mit ein und demselben Zähler bei gleichbleibender Einstellung der Nachweiselektronik aufgenommen. Außerdem waren in den Massenspektren die beiden He-Peaks, im Vergleich zum Teleskopbetrieb, wesentlich deutlicher getrennt, so daß die Schwelle im Prinzip stets eindeutig gesetzt werden konnte.
- 2) Die unpolarisierten Messungen vor Beginn der polarisierten Meßläufe lieferten mit den Teleskopen ebenfalls Meßpunkte, die auf der oberen Kurve liegen (siehe Abb.7). Nach diesen Messungen wurden zur Verbesserung der Energiespektren (weniger α-Untergrund) die Schwellen in den Massenspektren etwas verändert, wodurch anscheinend ³He-Teilchen den α-Spektren zugeordnet wurden und dadurch die Countzahl im ³He-Peak verringert wurde.
- 3) Der für die obere Kurve berechnete spektroskopische Fak-

tor stimmt besser mit Literaturwerten überein.

Der spektroskopische Faktor wurde dabei aus der zwischen dem experimentellen und berechneten Wirkungsquerschnitt bestehenden Beziehung (IV) ermittelt.

$$(IV) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = 2.95 \frac{S}{2J+1} \sigma_{DWBA}(\theta) \quad (\text{in fm}^2)$$

mit: J = Gesamtdrehimpuls des transferierten Teilchens

Zur Berechnung von σ_{DWBA} wurde der Parametersatz Ia verwendet, mit dem die beste Übereinstimmung bzgl. Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke erreicht wurde. Für den spektroskopischen Faktor der oberen bzw. unteren Kurve ergab sich ein Wert von 0.73 bzw. 0.52. Die in der Literatur (Hie 68 bzw. Mai 69) angegebenen Werte für den Spektroskopischen Faktor der $^{63}\text{Cu}(d, ^3\text{He})$ -Reaktion — bei $E_d = 34.2$ bzw. 52 MeV — betragen 0.68 bzw. 0.70.

Für den Vergleich mit den DWBA-Rechnungen (siehe B) wurden deshalb die beiden, nahezu parallelen Kurven zu einer gemeinsamen Kurve zusammengefaßt. Dazu wurden die Meßpunkte der unteren Kurve mit einem einheitlichen Faktor $F = 1.4$ (F = Mittelwert aus der punktweisen Anpassung der Mittelwerte beider Kurven) versehen und danach der Mittelwert aus diesen umnormierten Meßpunkten und den der oberen Kurve gebildet.

+ Bemerkung: Wenn die Absolutmessung mit dem 3-fach Zähler richtig ist, dann entsprechen in Abb. 7 die willkürlichen Einheiten dem Wirkungsquerschnitt in $\mu\text{b/sr}$.

B) DWBA - Analyse der Messungen

1. Bemerkungen zu den numerischen Rechnungen

Die DWBA eignet sich zur Beschreibung direkter Reaktionen. Diese sind dadurch charakterisiert, daß sich die Wellenfunktionen von Anfangs- und Endzustand gut überlappen, so daß der Übergang zwischen den beiden Zuständen in sehr kurzer Zeit ($t = 10^{-21}$ - 10^{-22} s) und mit einem Minimum an Umordnungsprozessen innerhalb des Kerns erfolgt. Dies bedeutet auch, daß beim Übergang nur wenige Freiheitsgrade des Systems betroffen sind. Typische direkte Reaktionen sind Einteilchen-Transfer-Reaktionen. Der DWBA-Formalismus dazu ist ausführlich in der Literatur (Aus 70 und Sat 64) beschrieben.

Für die numerischen Rechnungen wurde das Computer-Programm DWUCK von P.D. Kunz (Ber 70/71) verwendet. Dieses Programm eignet sich zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten und Polarisierungseffekten für Teilchen mit Spin 0, 1/2 und 1 im Eingangs- und Ausgangskanal. Die Rechnungen werden dabei in Zero-Range-Näherung ausgeführt. Für Transfer-Reaktionen stehen jedoch eine Finite-range- und Non-locality-Korrektur zur Verfügung.

Das Programm berechnet für Reaktionen die Winkelverteilung und Polarisation der Ejektile für unpolarisierte Projektile, sowie die Umkehrreaktion.

Da die Vektoranalysierstärke einer Reaktion gleich der Polarisation der emittierten Teilchen bei der Rückreaktion mit unpolarisierten Projektilen ist — falls Hin- und Rückreaktion in Winkel und Energie im Schwerpunktsystem übereinstimmen (Sat 58) —, können mit dem Programm DWUCK somit auch Analysierstärken berechnet werden.

Zur Berechnung der optischen Modell-Wellenfunktion werden

beim Programm im Ein- und Ausgangskanal Potentiale folgender Form verwendet:

$$V(r) = V_c(r, r_c) - V_R f(x_R) - i (W_V f(x_V) - 4W_D \frac{d}{dx} f(x_D)) + \left(\frac{\hbar}{m r c}\right)^2 V_{SO} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{SO}) \quad \underline{L} \cdot \underline{c}$$

mit:

$$f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1} \text{ wobei } x_i = (r - r_i A^{1/3}) / a_i, \quad i = R, V, D, SO$$

$$V_c(r, r_c) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2r_c} \left(3 - \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right) & \text{für } r < r_c \\ \frac{Ze^2}{r} & \text{für } r > r_c \end{cases}$$

Das Potential, in dem das transferierte Teilchen gebunden ist, hat die Form:

$$V(r) = - V_R \left[f(x_R) - \frac{\lambda}{45 \cdot 2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_R) \right] \quad \underline{L} \cdot \underline{c}$$

mit:

$$r_i = 1.25 \text{ fm} \quad a_R = 0.65 \text{ fm} \quad \lambda = 25$$

Die Größe des Potentials V_i wird von Programm so bestimmt, die Separationenergie des transferierten Teilchens nicht wiedergegeben wird.

2. Die optischen Modellpotentiale

In der Literatur waren für die entsprechenden Reaktionsenergien im Eingangs- und Ausgangskanal (11.0 bzw. 10.37 MeV) keine vollständigen Parametersätze vorhanden. Deshalb wurden in den Rechnungen für beide Kanäle allgemeingültige Parametersätze verwendet, sowie vorhandene Parametersätze um einen Spin-Bahn-Term erweitert.

2.1 Potentialparameter der Deuteronen

Für die Deuteronen wurde ein Parametersatz (Satz I, siehe Tabelle 1) von Lohr et al. (Loh 74) verwendet, der für mittelschwere Kerne im Wirkungsquerschnitt und in der Analysierstärke gute Übereinstimmung mit den Meßdaten liefert. Zwei weitere Deuteronen-Potentialsätze (II, III), die den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $^{63}\text{Cu}+d$ bei $E_d=10.9$ MeV gut beschreiben, wurden der Veröffentlichung von Perey (Per 63, Satz a und b) entnommen. Da für diese beiden Sätze (II, III) keine Spin-Bahn-Terme angegeben sind, wurde bei den Rechnungen der V_{SO} -Term von Satz I benützt.

Tabelle 1: Optische Modellparameter der Deuteronen zur DWBA-Analyse

	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	w_D (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)	V_{SO} (MeV)	r_{SO} (fm)	a_{SO} (fm)	r_c (fm)
I	107.16	1.050	0.860	13.765	1.430	0.706	7.0	0.75	0.5	1.30
II	60.60	1.111	0.971	14.480	1.468	0.709	"	"	"	1.15
III	89.50	1.159	0.898	18.810	1.470	0.667	"	"	"	1.30

2.2 Potentialparameter der Helium-3-Teilchen

Für den Helium-3-Potentialsatz a (siehe Tabelle 2) wurden die Parameter nach einer allgemeinen empirischen Formel für den Massen- und Energiebereich $A > 40$, $E < 40$ MeV von Becchetti und Greenless (Bec 70) festgelegt. Ein weiterer Satz (Satz b), der den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von ^3He an ^{62}Ni bei 11.0 MeV gut wiedergibt, wurde von D.L. Smith et al. (Smi 67) übernommen und der Spin-Bahn-Term von Satz a hinzugefügt.

Tabelle 2: Optische Modellparameter der ^3He -Teilchen zur DWBA-Analyse

	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W_V (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	V_{SO} (MeV)	r_{SO} (fm)	a_{SO} (fm)	r_c (fm)
a	154.976	1.20	0.720	42.536	1.40	0.88	2.5	1.2	0.72	1.3
b	154.70	1.07	0.727	16.86	1.63	0.57	2.5	1.2	0.72	1.4

3. Vergleich zwischen Messung und DWBA-Rechnungen

Die DWBA-Rechnungen wurden für die verschiedenen Deuteronenpotentiale (I, II, III,) mit jeweils den beiden Helium-3-Parametersätzen (a, b) ausgeführt. Das transferierte Proton hat $l = 1$ und $j = 3/2$. Die Anpassung der berechneten Kurven für den Wirkungsquerschnitt erfolgte stets am Maximum der Meßkurve. Die Ergebnisse zeigen die Abbildungen 8 und 9.

Die Strukturen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke werden — wie man es für Reaktionen unterhalb bzw. in der Nähe der Coulombchwelle erwartet — von den teils recht unterschiedlichen Potentialparametersätzen für die

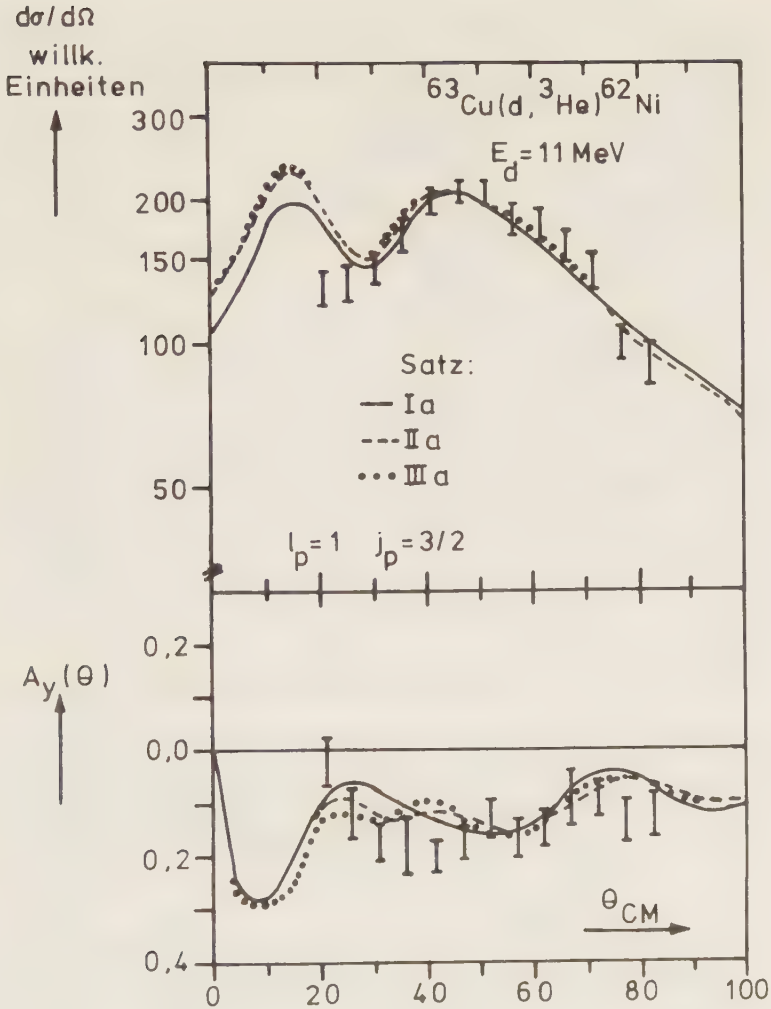


Abb.8 DWBA-Rechnungen mit verschiedenen Deuteronen-Parametersätzen (I, II, III) und Satz a für ^{63}Ni

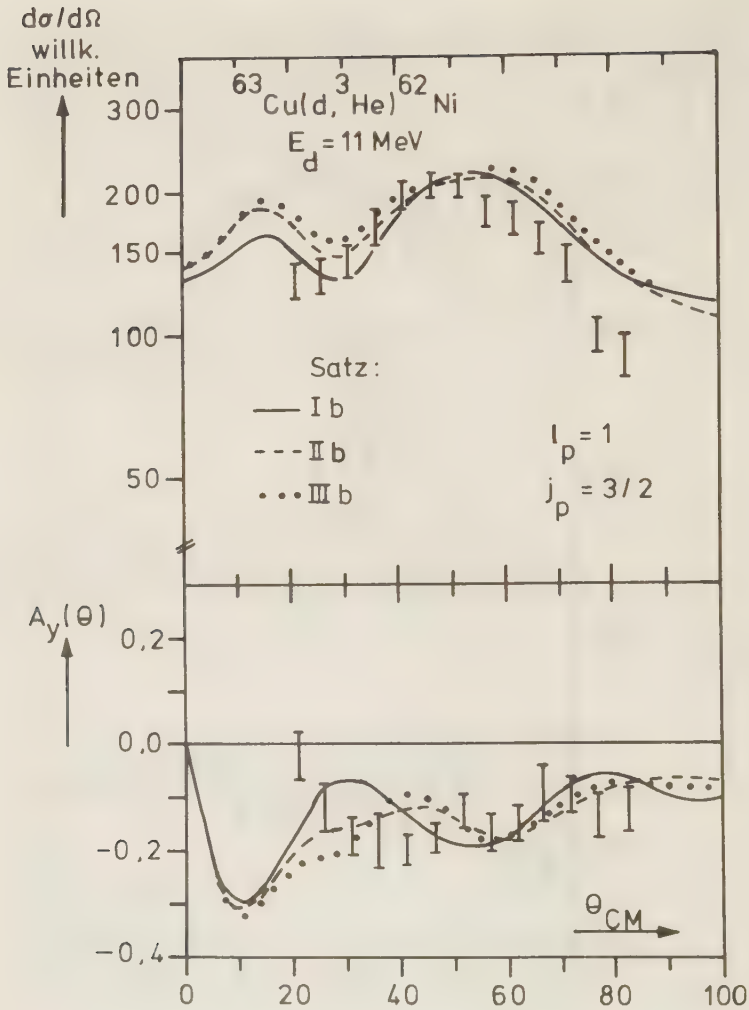


Abb.9 DWBA-Rechnungen mit den verschiedenen Deuteronen-Parametersätzen (I, II, III) und Satz b für ^3He

Deuteronen und ^3He richtig wiedergegeben.

Mit dem ^3He -Satz a erhält man im gemessenen Winkelbereich für alle verwendeten Deuteronensätze (siehe Abb.8) eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die mit den verschiedenen Parametersätzen berechneten Kurven weichen dabei nur geringfügig voneinander ab. Insgesamt betrachtet — unter Berücksichtigung von Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke — wird jedoch mit Satz Ia die $(d, ^3\text{He})$ -Reaktion am besten beschrieben.

Die Übereinstimmung mit den Deuteronensätzen in Verbindung mit Satz b für ^3He (siehe Abb.9), der die elastische Streuung von ^3He am ^{62}Ni bei 11.0 MeV gut beschreibt, ist nicht so gut; es werden aber ebenfalls die gemessenen Strukturen, sowie das Vorzeichen der Analysierstärke richtig wiedergegeben. Die Unterschiede für die verschiedenen Deuteronensätze sind hier, vor allem für die Analysierstärke, auch wesentlich größer. Die beste Wiedergabe des Experiments wird wiederum mit dem Satz I erreicht.

3.1 j-Abhängigkeit der Analysierstärke

Stripping- und Pick-up-Reaktionen zeigen, bei gegebenem Bahndrehimpuls l , für die beiden möglichen j -Werte $j = l \pm 1/2$ in der Analysierstärke stark unterschiedliches Verhalten (Yul 68). Die Unterschiede sind besonders deutlich bei einem l -Transfer von $l = 1$ zu sehen.

Das unterschiedliche Verhalten der gerechneten Analysierstärke für $j = l \pm 1/2$ ist in Abb.10 für Satz Ia gezeigt. Die Winkelverteilungen der Wirkungsquerschnitte zeigen nur geringfügige Abweichungen. An Hand der Analysierstärke ist jedoch eine eindeutige Zuordnung des j -Übertrages ($j = 3/2$) möglich.

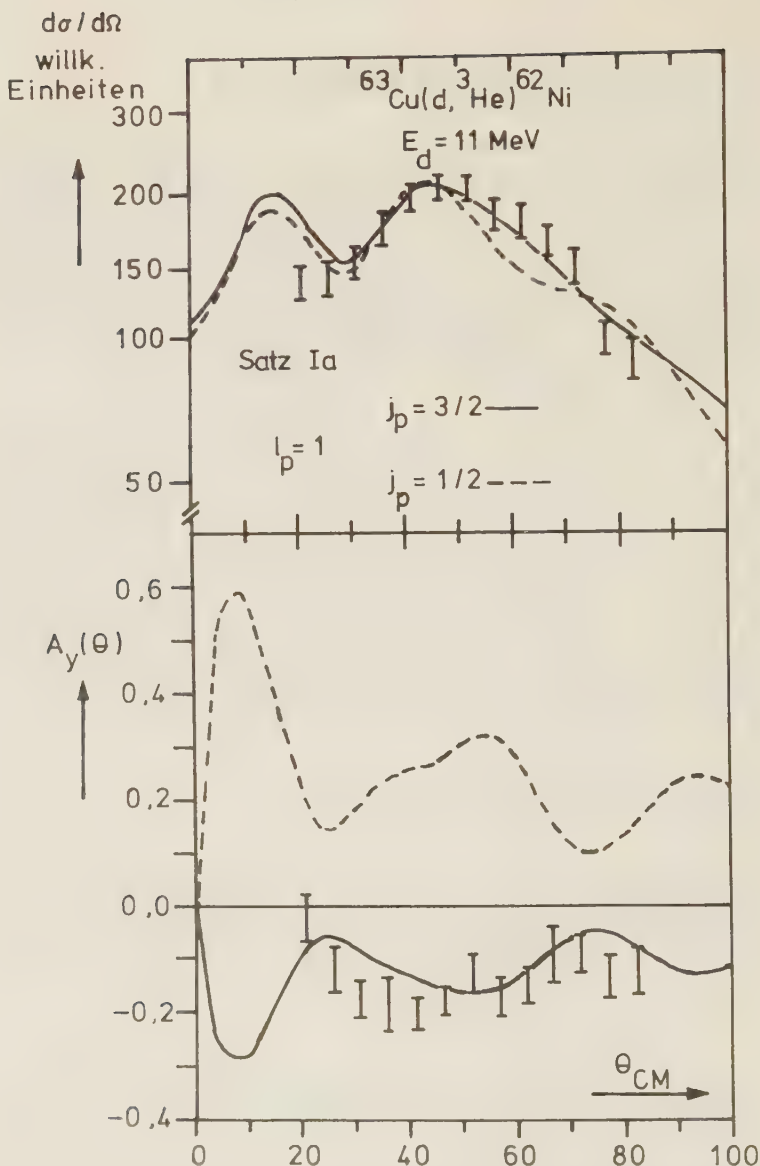


Abb.10 Abhängigkeit der Analysierstärke vom transferierten Gesamtarehimpuls j für den Übergang zum Grundzustand der $^{63}\text{Cu}(d, {}^3\text{He})$ -Reaktion. Die eingezeichneten Kurven sind DWBA-Rechnungen mit dem Parametersatz Ia für $j_p = 3/2$ und $1/2$.

Da die Wahl der Spin-Bahn-Potentiale nicht immer eindeutig ist, wurden auch noch Rechnungen mit und ohne Spin-Bahn-Term im Eingangs- und oder Ausgangskanal ausgeführt. Für alle Parametersätze bleibt im vorliegenden Fall die Zuordnung eindeutig.

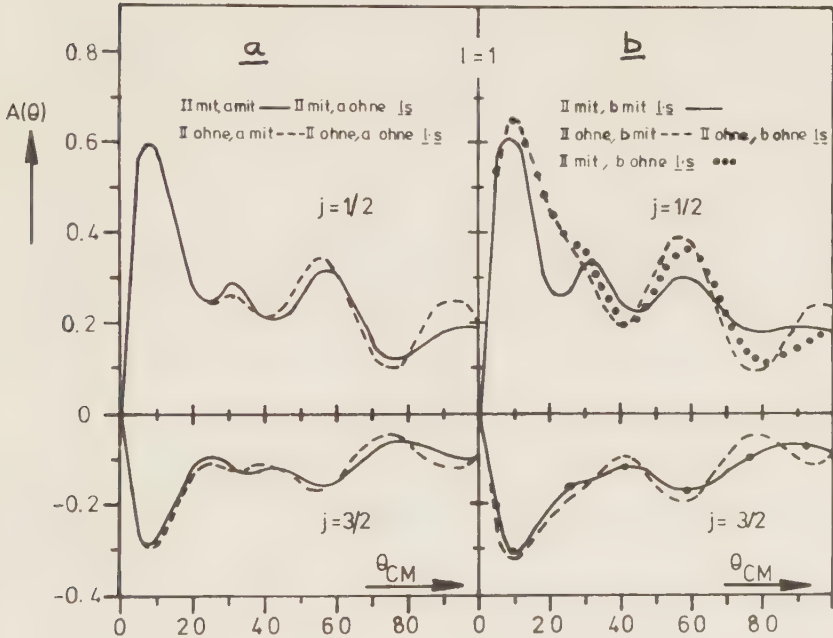


Abb. 11 Erhaltung der j -Abhängigkeit der Analysierstärke mit und ohne $l.s.$ -Term im Eingangs- und oder Ausgangskanal. Die eingezeichneten Kurven sind die Ergebnisse der DMA-Rechnungen für den Deuteronensatz II und den 3He -Sätzen a und b.

Im Einzelnen ergaben sich dabei folgende Ergebnisse der Rechnungen:

i) D Satz I, ^3He Satz a oder b:

Die Analysierstärke ist für $j = 1/2$ und $3/2$ unabhängig vom Spin-Bahn-Term im Eingangs-, Ausgangs- oder in beiden Kanälen.

Der Wirkungsquerschnitt ist für $j = 3/2$ ebenfalls unabhängig von den Spin-Bahn-Termen. Beim $j = 1/2$ Übergang führt das Weglassen des Spin-Bahn-Terms im Eingangskanal zur völligen Übereinstimmung mit der Rechnung für $j = 3/2$.

ii) D Satz II oder III, ^3He Satz a:

Der Einfluß des Spin-Bahn-Potentials bleibt auch hier gering, wobei nur der Eingangskanal wichtig ist, siehe Abb.11a.

iii) D Satz II oder III, ^3He Satz b:

Für $j = 3/2$ ist ebenfalls nur der Eingangskanal wichtig, für $j = 1/2$ ergibt sich hier eine etwas kompliziertere Abhängigkeit, siehe Abb.11b.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß auch bei $(d, ^3\text{He})$ -Reaktionen der Betrag des transferierten Gesamtdrehimpuls j mittels DWBA-Rechnungen und Analysierstärkemessungen eindeutig ermittelt werden kann, wobei der Spin-Bahn-Term nur eine untergeordnete Rolle spielt. $(d, ^3\text{He})$ -Reaktionen können somit ebenfalls zur Bestimmung der Drehpulsquantenzahlen eines Niveaus verwendet werden.

II BAU EINER 4π -STREUKAMMER

1. Einleitung

Die 4π -Streukammer wurde gebaut um die Untersuchung von 3-Teilchen-Reaktionen und — im Hinblick auf die Lamb-Shift-Quelle — die Messung von Tensoranalysierstärken zu ermöglichen. Diese beiden Forderungen bestimmten die Konzeption der Kammer.

Zur Untersuchung von 3-Teilchen-Reaktionen benötigt man zwei in einer Ebene unabhängig voneinander bewegbare Zähler — damit zumindest zwei von den drei emittierten Teilchen bezüglich Energie und Richtung in Koinzidenz nachgewiesen werden können — und einen weiteren Detektor, der sich in jede Raumposition bringen läßt. Die Messung selbst erfordert ein hohes Maß an Präzession. Da hierbei die Energieauflösung mit der Winkelauflösung korreliert ist, hängt die Genauigkeit entscheidend vom Abstand Target - Zähler ab.

Die Möglichkeit einer gleichzeitigen Messung — das bedeutet optimale Ausnutzung der Meßzeit — sämtlicher Analysierstärkekomponenten oder (bzw. und) die Aufnahme von Winkelverteilungen der Tensoranalysierstärken erfordert den Einsatz von mehreren im Raum verteilten Zählern.

Als Träger für die Zähler wird ein in der Kammer gelager-tes Ringsystem verwendet, das aus verstellbaren Ringen besteht. Diese sind so angeordnet, daß in jeder Raumebene eine Winkelverteilung aufgenommen werden kann. Die Einstellung und Ablesung der Ringe wird von außen, unter Vakuum, vorgenommen.

Zur Verringerung des Untergrunds, das bedeutet Vermeidung größerer Materialanhäufungen in Targetnähe, wurde das Vakuumgehäuse kugelförmig ausgeführt. Dadurch konnte auch

die Wandstärke, gegenüber einer vergleichbaren Ausführung in flacher Form, um etwa 1/20 geringer gehalten werden.

Das Kammergehäuse sowie die zwei 2 π - und 4 π -Ringe wurden von der schweizer Firma ASS (Aluminium-Schweißwerk AG, Schlieren) hergestellt und konstruiert. Die Konstruktion erfolgte dabei unter Berücksichtigung unserer eigenen Vorstellungen und konkreten Angaben, die in Zusammenarbeit mit Herrn G. B i t t n e r und Herrn Dipl. Phys. G. H e i l entwickelt und ausgearbeitet wurden, sowie in Anlehnung an Pläne einer ähnlichen Kammer (Dur 70), die bereits früher von der ASS gebaut wurde.

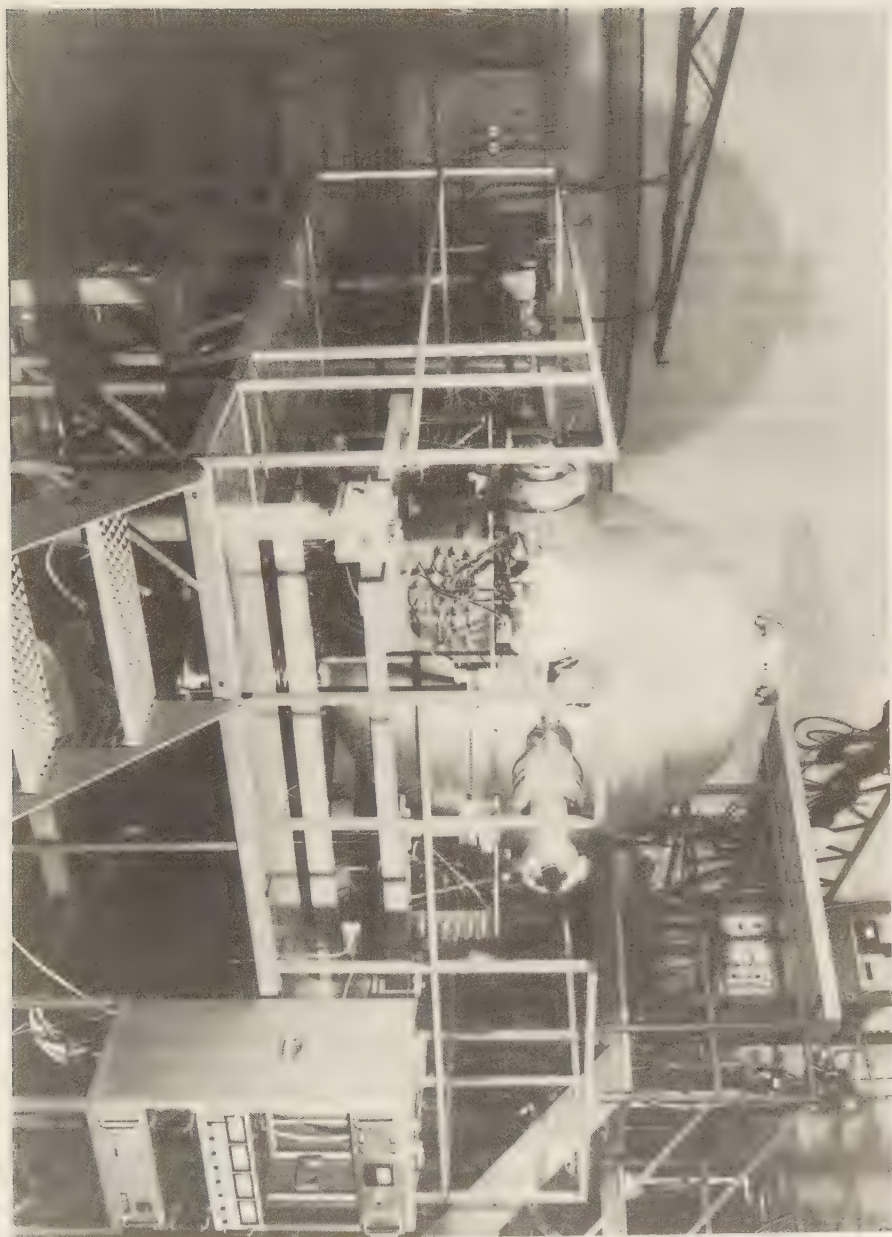
Alle anderen Teile wurden in der Mechanischen Werkstatt des Physikalischen Institut angefertigt.

2. Die 3-teilige Vakuumkammer

Die Vakuumkammer (Abb.1) besteht aus einer weichen, gut schweißbaren Aluminiumlegierung (Werksbezeichnung: Aluman 100) und hat einen lichten Durchmesser von 1200 mm und eine totale Höhe von 1560 mm. Sie wurde 3-teilig ausgeführt und setzt sich aus je einem Ober-, einem Unter- und einem Mittelteil zusammen.

2.1 Ober- und Unterteil

Das Ober- und Unterteil bestehen aus nahtlos verformten Halbkugeln mit angeschweißten Spezialflanschprofilen. Die Wandstärke der Halbkugeln beträgt 5 - 6 mm (Ausgangsblechstärke: 8 mm). Die Flanschprofile dienen zur Befestigung am Mittelteil, wobei sie gleichzeitig als Dichtflächen verwendet werden. Im Zentrum des Ober- und des Unterteils ist je ein Flanschstutzen NW 200 bzw. NW 250mm



eingeschweißt. Der NW 250 mm wird zum Abpumpen der Kammer benützt.

2.2 Mittelteil

Das Mittelstück besteht aus einem 250 mm hohen, 50 mm dicken, zylindrischen Rohr, an dem die gesamte 4π -Kammer-Mechanik befestigt ist. In den beiden Flanschen sind zur Aufnahme der O-Ring-Dichtungen Schwalbenschwanz-Nuten eingedreht, sowie die zur Befestigung des Ober- und Unterteils notwendigen Gewindebohrungen angebracht, die — wie alle Gewindelöcher — mit rostfreien Heliocoil-Einsätzen versehen sind.

Weiterhin sind am Mittelteil sieben Flanschstutzen — fünf NW 200 mm und zwei NW 100 mm, die sich bezüglich Strahlrichtung am Ein- bzw. Ausgang der Kammer befinden — angebracht, sowie eine angefräste Rechteckfläche (233 x 250mm), die mit einer Bohrung ($\varnothing$ 160 mm) versehen ist. Diese acht Bohrungen sind in 45° Abständen angeordnet. Dazwischen sind in zwei übereinanderliegenden Reihen 62 BNC-Vakuumdurchführungen gleichmäßig auf dem Umfang verteilt, so daß in der Kammer verhältnismäßig kurze und gleich lange Anschlußkabel für die Zähler benützt werden können.

An dem senkrecht zur Strahlrichtung stehenden Flanschstutzen (NW 200) und der ihm gegenüberliegenden Bohrung des Rechteckflansches sind der Antrieb sämtlicher Ringe, die Lagerung und die Ableseverrichtung der 4π -Ringe, sowie der Targetwechsler mit den zugehörigen Bedienungselementen befestigt (Bit 74).

Die restlichen vier Flanschstutzen sind noch frei und können zur Unterbringung zusätzlicher Meß- und Bedienungseinrichtungen verwendet werden.

Alle Flanschstutzen wurden nach dem Einschweißen nachbe-

arbeitet und mit Zentriersitzen versehen, so daß jede Vorrichtung bezüglich Kammermittelpunkt exakt montiert werden kann.

Die Parallelitätsabweichung der großen Flansche wird vom Herstellerwerk mit $< \pm 0.1 \text{ mm}$ und die Winkelabweichung der Stutzen und der angefrästen Fläche mit $< \pm 5 \text{ Min.}$ angegeben.

3. Das Ringsystem

In Abb.2 ist die Lage der Ringe schematisch dargestellt. Zur Orientierung ist das in der Polarisationsphysik übliche Koordinatensystem eingezeichnet (z-Achse = Strahlachse).

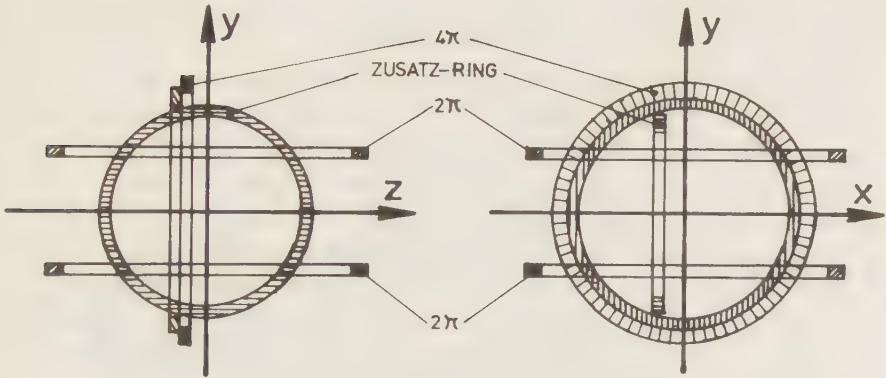


Abb.2 Schematische Überblicksskizze zum Ringsystem

Das Ringsystem besteht aus zwei 2π -Ringen, zwei 4π -Ringen und dem sogenannten Zusatz-Ring. Dieser ist aus Aluminium, während die übrigen Ringe aus rostfreiem Chromnikelstahl 18/8 bestehen.

Sämtliche Ringe sind parallel zu den entsprechenden Zentralebenen aus der Mitte versetzt und sind zur Befestigung der Zählerarme in Abständen von 10^0 mit je einem Gewindeloch (M6) und zwei zugehörigen Bohrungen ($\emptyset 5.5\text{-H7}$) versehen. Die Zählerarme sind jedoch so geformt, daß sich die Teilchendetektoren in den Zentralebenen befinden. Mit dieser Anordnung der Ringe ist es möglich in jeder Raumebene simultan eine Winkelverteilung aufzunehmen.

Die Einstellung der Ringe und damit die Positionierung der Zähler wird manuell, unter Vakuum, durchgeführt.

3.1 Die 2π -Ringe

Die Maße der Ringe sind in Abb.3 angegeben. Außerdem sind die Lagerung und die Ablesevorrichtung eingezeichnet.

Die beiden 2π -Ringe liegen parallel zur x,z-Ebene und sind an jeweils 12 Punkten — wodurch ein Durchbiegen der Ringe vermieden und ein ruhiger Umlauf erreicht wird — drehbar gelagert. Die mit einem konusförmigen PVC-Mantel überzogenen Kurvenrollen sorgen dabei gleichzeitig für die Zentrierung der Ringe. Diese lassen sich unabhängig voneinander um die y-Achse drehen, so daß die Aufnahme einer Winkelverteilung bei Doppelzählerbestückung erleichtert wird. Außerdem können dadurch auch zwei Teilchen unabhängig voneinander in der gleichen Ebene nachgewiesen werden.

Auf der Außenseite der Ringe befindet sich eine Nut für den Antriebsriemen und eine $1/2$ Gradeinteilung. Durch zwei runde Glasfenster, die im Mittelteil der Kammer angebracht sind, läßt sich, mit Hilfe eines 3-Linsensystems — bestehend aus einem Achromaten und einem 5-fach Okular — die Position der Ringe, auf $1/10$ Grad genau, paralaxenfrei ablesen. Dazu wird die Gradeinteilung der Ringe auf eine Skala abgebildet, die aus 11 Teilstrichen besteht und sich

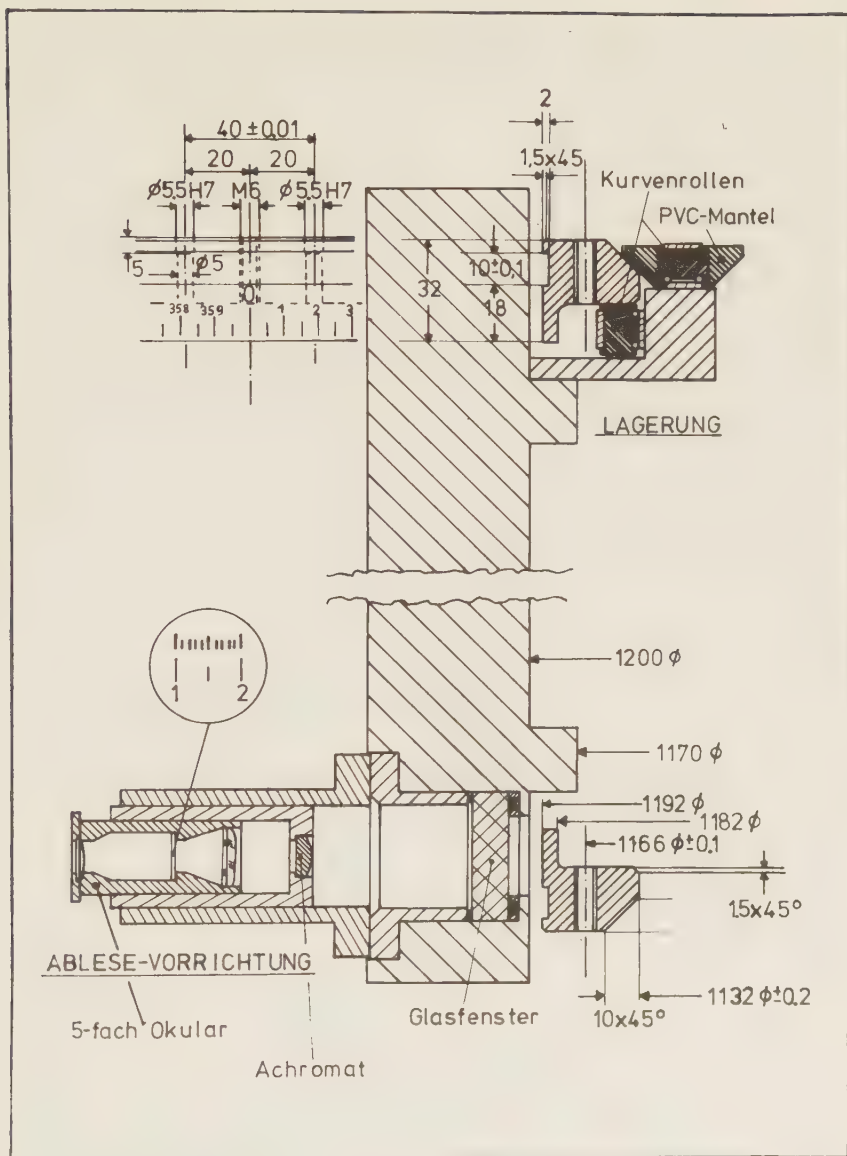


Abb. 3 Lagerung und Anordnung der 2π-Ringe

um die x-Achse geschwenkt werden kann. Der Grund für seine Versetzung aus der Mitte, parallel zur x,y-Ebene, lag in der Konstruktion des Targetwechslers. Die Schwenkachse geht jedoch durch den Kammermittelpunkt. Auf ihr ist außerhalb der Kammer eine Gradskala befestigt, so daß, mit Hilfe eines zugehörigen Nonius, die jeweilige Position des Ringes festgestellt werden kann.

Der innere 4π -Ring, auf dem, im Gegensatz zu den 2π -Ringen, die Zählerarme auf beiden Seiten befestigt werden können, ist ebenfalls mit einer $1/2$ Gradeinteilung und einer Nut zur Aufnahme eines Zahnriemens versehen. Er kann in der mittels des äußeren 4π -Ring es eingestellten Raumebene gedreht werden. Dazu wird das Antriebsrad des Zahnriemens über ein Schneckengetriebe und ein Kettengetriebe von außen bewegt. Die Stellung des Ringes wird mit einem Endoskop abgelesen, das zur Beleuchtung der Ringskala mit einem Lichtfaserbündel ausgestattet ist.

3.3 Der Zusatz - Ring

Mit Hilfe der oben beschriebenen Ringe (3.1 und 3.2) können bereits alle Zählerpositionen besetzt werden, die bei Verwendung eines tensorpolarisierten Strahls zur Bestimmung sämtlicher Komponenten der Analysierstärke notwendig sind. Um jedoch die Meßzeit für die Aufnahme einer Winkelverteilung der Tensoranalysierstärken zu verkürzen, wurde in das Ringsystem ein weiterer Ring, der sogenannte Zusatz-Ring, eingebaut.

Der Zusatz-Ring ist am inneren 4π -Ring so befestigt (siehe Abb.5), daß seine Ebene senkrecht zur 4π -Ring-Ebene steht. Die Versetzung aus der Mitte garantiert stets einen freien Strahldurchgang.

Die Änderung bzw. die Festlegung seiner Stellung erfolgt über die Antriebs- bzw. Ablesevorrichtungen der 4π -Ringe.

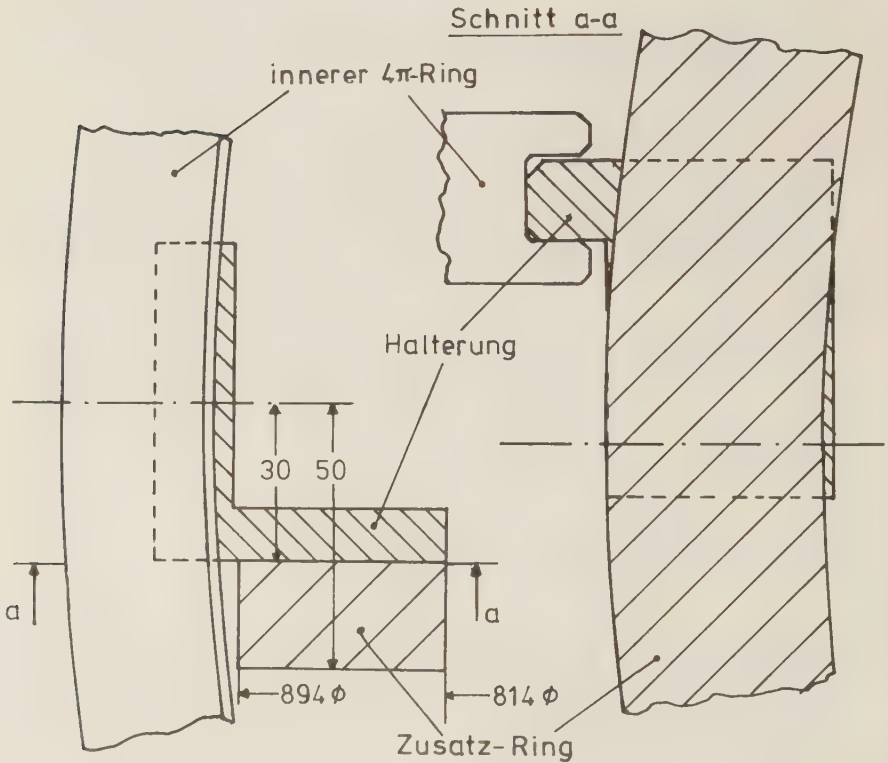
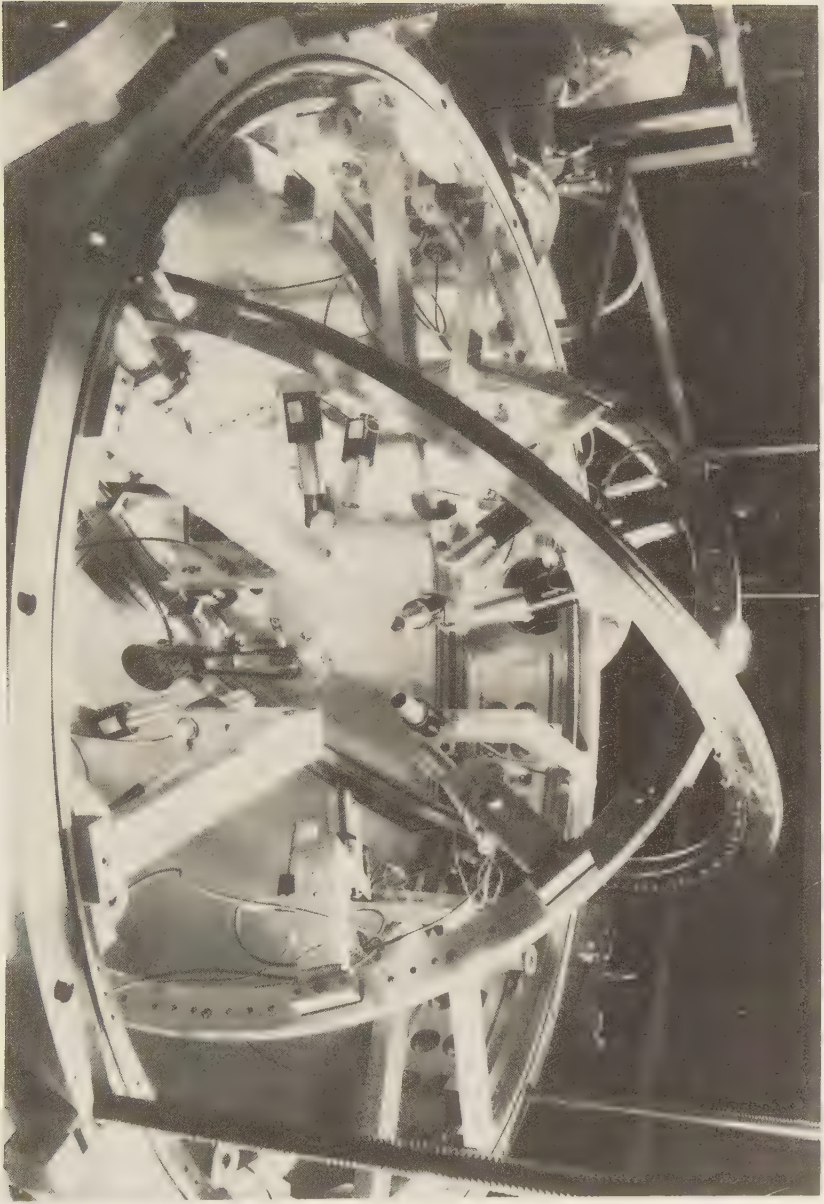


Abb.5 Schematische Skizze der Anordnung und Halterung des Zusatzringes

Abb.6 zeigt das Ringsystem mit einer für die Messung von Tensoranalysierstärken typischen Zählerbestückung.



4. Die Zählerarme

Die Zählerarme bestehen (siehe Abb.6) aus drei rechtwinklig aneinander geschweißten Aluminiumteilen: einem rechteckigen Auflageklotz (20 x 25 x 55 mm) und zwei U - Profilen (40 x 20 x 2,5 mm).

Der Auflageklotz bildet das Gegenstück zu den drei, sich alle 10^0 wiederholenden Bohrungen in den Ringen. Er ist entsprechend durchbohrt und mit zwei Paßstiften ausgerüstet, wodurch ein schnelles Auswechseln der Zählerarme, sowie deren Ausrichtung zum Mittelpunkt gewährleistet wird. Da die Bohrungen auf den Ringen mit Austauscholeranz angebracht wurden, sind die Zählerarme auch untereinander kompatibel.

Alle Zählerarme wurden nach dem Zusammenschweißen überprüft. Die durch Schweißverzug entstandenen Ungenauigkeiten wurden durch Nachbearbeitung der Auflageflächen der Klötze korrigiert.

Wegen der unterschiedlichen Durchmesser und Versetzung der Ringe aus der Mitte, wurden für jeden Ringtyp eigene Zählerarme angefertigt. Die Maße für die jeweiligen Zählerarme wurden dabei so gewählt, daß sich die Zähler in den entsprechenden Zentralebene und im gleichen Abstand zum Target befinden. (Target - 1.Blende: 245mm).

5. Die Zählerhalterungen

Die Zählerhalterungen (siehe Abb.7) bestehen aus einem Zählergehäuse und den darin gelagerten Diodenfassungen.

Das Zählergehäuse bildet ein einseitig offener, zylindrischer Messingbehälter, der mit einer Führungsnut für die Diodenfassungen versehen ist. Der Behälter kann wahlweise mit einem, oder zwei Zählern bestückt werden. Bei

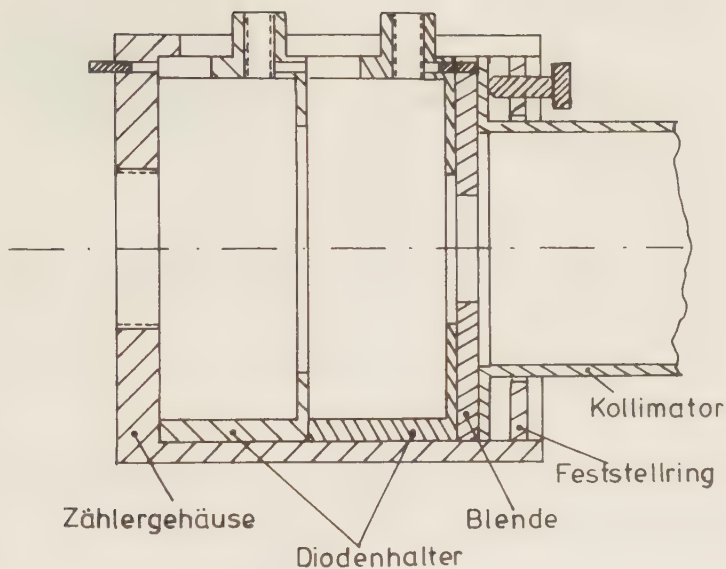


Abb.7 Schematische Skizze der Diodenhalterung

Einzelzählerbetrieb wird an Stelle der zweiten Diodenfassung ein gleichgroßer Distanzring verwendet.

Die Diodenfassungen sind ebenfalls aus Messing und mit zylindrischen Nippeln versehen, in denen die Lötstützpunkte für die Diodenanschlüsse befestigt sind. Die Dioden können auch mit Leitfähigkeitskitt in die Fassungen eingeklebt werden, wobei dann die untereinander leitend verbundenen Metallteile der Zählerhalterung den Massekontakt übernehmen.

Zählerarme, Zählergehäuse und Diodenfassungen sind außerdem mit je einer Bohrung ($\varnothing$ 1 mm) ausgestattet, die bezüglich Nippel bzw. Längsnut definiert angebracht ist, so daß mit Hilfe von Paßstiften Rechteckblenden exakt montiert werden können.

Mittels der drei Stellschrauben des Messingringes, der am offenen Ende des Zählergehäuses abnehmbar befestigt ist, werden die einzelnen Teile, einschließlich Kollimator, fest zusammengehalten.

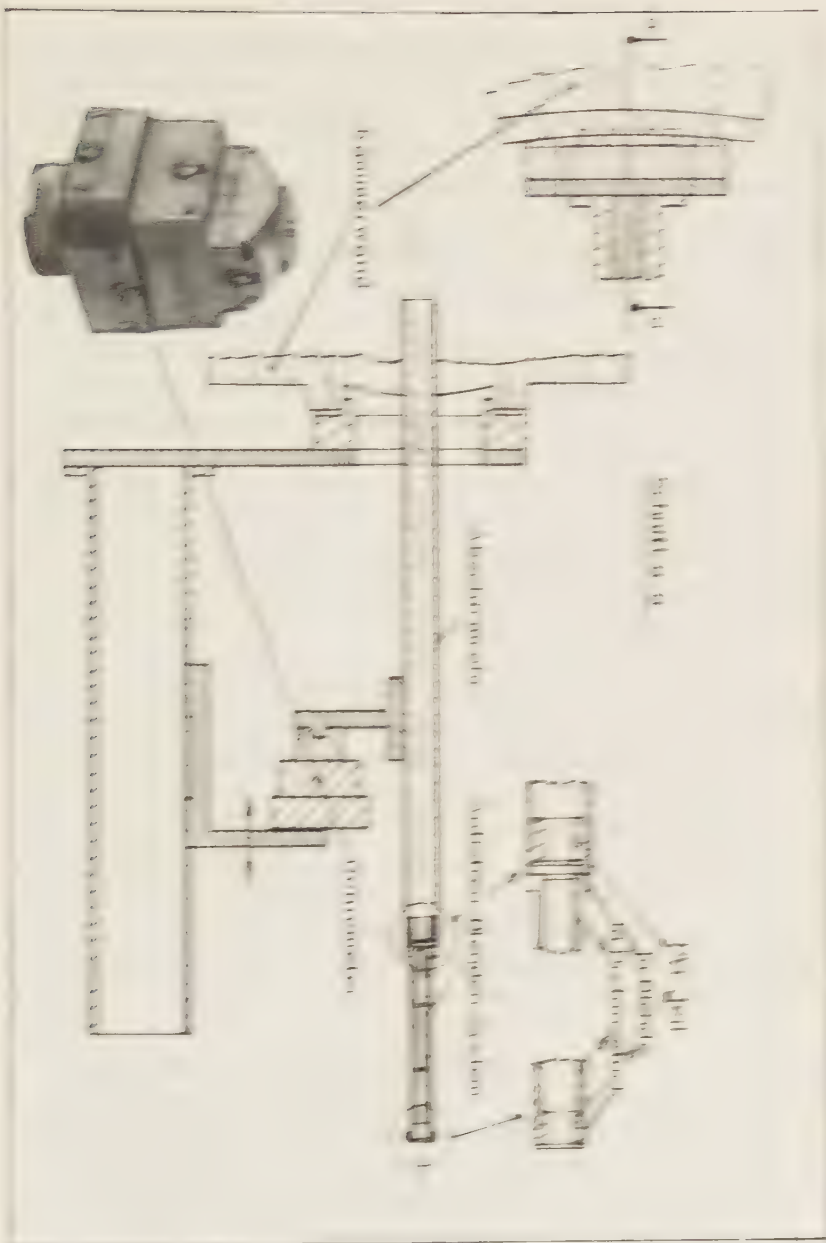
Bei einem Teil der Zählerhalterungen wurde der Boden der Zählergehäuse so abgeändert und entsprechende Fassungen angefertigt, daß fast alle im Institut üblichen (z.B. Ortec-Dioden mit BNC- oder Mikrodotrückanschlüssen) Oberflächen-sperrschichtzähler (bei Teleskopbetrieb zumindest als E-Zähler) verwendet werden können.

Die Zählerhalterungen für 3-fach Zähler unterscheiden sich von den oben beschriebenen nur durch ein entsprechend verlängertes Zählergehäuse.

6. Justierbares Antistreublendensystem

Mit Hilfe des justierbar konstruierten Antistreublendensystem (siehe Abb.8) kann der Strahl bis auf 40 mm an das Target herangeführt werden, wodurch eine Auffächerung des Strahls, und damit eine, vor allem bei elastischen und inelastischen Streuexperimenten störende, Streuung am Targeträhmchen vermieden wird.

Abb.8 überblickszeichnung zur justierbaren Antistreublendenanordnung



Das 500mm lange "Antistreurohr" besteht aus einem Aluminium-4-Kantrohr (20 x 20 x 2 mm), das im wesentlichen nur zur Abschirmung dient, und einem 150 mm langen Messingrohr (ϕ 14 x 2 mm), in dem das Blendensystem untergebracht ist. Beide Rohre sind durch ein Übergangsstück aus PVC-Material miteinander verbunden, und auf der Unterseite mit Abpump-löcher versehen. Am Ende des Messingrohres ist ebenfalls ein PVC-Stück angebracht.

Das Blendensystem setzt sich aus vier Blenden — zwei Streu- und zwei Antistreiblenden — zusammen. Als Distanzstücke zwischen den Blenden werden 1 mm dicke Tantalrohre verwendet, die gleichzeitig für zusätzliche Abschirmung sorgen.

In den beiden PVC-Teilen sind die Eingangs- bzw. Ausgangs-blenden isoliert angebracht, so daß mittels eines Strom-meßgerätes das Blendensystem, bezüglich des Strahls optimal einjustiert werden kann.

Das Kernstück der Justiervorrichtung bildet ein Goniometerkopf⁺, an dem das "Antistreurohr" in der Mitte über ein T-Stück befestigt ist. Das Goniometer ermöglicht eine Verschiebung des Rohres in der x,z- und in der y,z-Ebene — jeweils um ± 25 mm, so daß zur optischen Überprüfung der Kammerjustierung das Rohr ganz aus dem Strahlengang genommen werden kann — und eine Schwenkung um den Mittelpunkt in der x,y- und der y,z-Ebene. Für die Bedienung des Goniometerkopfs sind flexible Wellen bzw. Getriebemotoren vorgesehen.

Das Goniometer selbst ist an einem Winkelstück befestigt, das auf einem 4-Kantrohr (40 x 60 x 4 mm) fest einstellbar in Strahlrichtung verschoben werden kann. Zur Führung werden dabei zwei Längsnuten im Rohr und am Winkelstück angebrachte Nutsteine verwendet. Insgesamt ist eine Verschiebung von 150 mm möglich, wodurch eine Zählerbestückung bis

⁺R. Huber, Rimsting / Chiemsee

einschließlich 170° gestattet wird.

Die gesamte Anordnung ist an einer Rechteckplatte befestigt, die an einem Rechteckrahmen abnehmbar angebracht ist, wobei zur Fixierung zwei Paßstifte verwendet werden. Der Rechteckrahmen, der über vier, der Kammerrundung angepaßten Füßen, fest mit der Kammer verbunden ist, dient dabei als Auflagefläche und sorgt gleichzeitig für die nötige Distanzierung der Anordnung vom 2π -Ring.

7. Vorrichtung zum Öffnen der Kammer

Die Kammer wird durch Anheben der oberen Halbkugel geöffnet (siehe Abb.9). Dazu werden vier Spindeln benützt, die mit Hilfe der Bohrungen und Führungsbuchsen, die im Mittelteil angebracht sind, geführt werden. Die am Spezialflansch des Unterteils befestigten, zugehörigen Spindelmuttern, sind mit Zahnrädern versehen und untereinander via einer umlaufenden Kette mechanisch gekoppelt, wodurch der Gleichlauf der Spindeln gesichert wird. Der Antrieb erfolgt mittels eines Elektromotors, der über ein Schneckengetriebe mit einer Spindelmutter verbunden ist. Die notwendigen Sperrvorrichtungen, die die Spindeln am Drehen hindern sind am Flansch des Oberteils befestigt.

Der Vorteil dieser Hebevorrichtung liegt vor allem in der Betriebssicherheit. Da Spindel und Spindelmutter ein selbsthaltendes System bilden, kann die Bewegung des Kammerdeckels in jeder Stellung, ohne weitere Absicherungen, gefahrlos und beliebig lange unterbrochen werden.

Zwei Endabschalter sorgen für zusätzliche Sicherheit. Der eine beendet den Hebevorgang, so bald der maximale Hub (900 mm) erreicht ist, der andere garantiert, daß die Spindeln, nach dem Aufsetzen des Deckels auf dem Dichtring des



Mittelteils, noch etwas weiter herausgefahren werden, so daß beim Anpumpen kein Schaden entstehen kann.

8. Das Kammergestell

Das Kammergestell dient zur Lagerung und Justierung der Kammer. Das Gestell ist aus Eisen und setzt sich aus einem dreibeinigen Grundgestell und einem Rechteckrahmen zusammen. Der Rechteckrahmen ist über vier Stützen fest mit der Kammer verbunden und in drei Punkten auf dem Grundgestell justierbar gelagert.

Das Grundgestell bildet ein gleichseitiges Dreieck, in dessen Ecken sich die drei Lager- und Stützpfiler ($\emptyset 100 \times 5 \text{ mm}$) befinden. Die Seiten bestehen aus je zwei parallelen Verstrebungen aus 4-Kantrohren ($40 \times 80 \times 4 \text{ mm}$). Die Pfeiler sind am Boden angeheftet und mit Auflagegehäusen für den Rechteckrahmen versehen. Zur Justierung der Kammer sind in den Auflagegehäusen je drei Stellschrauben angebracht. Das Gestell ist dabei so angeordnet, daß eine Seitenhalbierende mit der Strahlrichtung zusammenfällt.

Außerdem sind am Grundgestell noch zwei "Miniextension" — am Ein- bzw. Ausgang der Kammer — angebracht. Auf der einen sind ein justierbares Blendenrad, sowie ein Cup und ein Quarztarjet — zur Strahlkontrolle — befestigt. Die andere dient als Halte- und Justiervorrichtung für die häufig verwendete Cup-Polarimeter-Cup-Anordnung.

Das obere Rahmengestell besteht aus U-Profilen ($120 \times 55 \times 5 \text{ mm}$), die zu einem Rechteck mit drei überstehenden Enden, die in die Auflagegehäuse des Grundgestells hineinragen, zusammen-

Abb.9. Blick auf die teilweise geöffnete Kammer

gefügt sind. Diese drei Laschen sind mit je einer Stellschraube versehen, die als Auflagepunkte und zur Höhenjustierung verwendet werden. Über die vier Ecken des Rahmens sind Rechteckplatten geschweißt, die zur Versteifung und zur Befestigung der am Flansch des Kammerunterteils angebrachten Stützen dienen. Außerdem sind auf diesen Platten vier Steckerbretter montiert, auf die die zum Meß- und Kontrollraum führenden Kabel — 50 Signalleitungen, 40 Hochspannungsversorgungskabel —, sowie die Vorverstärkerverorgungsleitungen verteilt sind.

Bemerkung: Außer der Kammergröße, wurde bei der Dimensionierung des Kammergestells, sowie bei Anordnung des Pumpstandes (siehe 9.) die Bodenbeschaffenheit des Standortes — eine Stahlträgerkonstruktion, bestehend aus Längs- und Querträgern, die über mit Eisenplatten abgedeckten Gitterrosten untereinander verbunden sind — berücksichtigt, in dem das Gewicht der Kammer und der Pumpen auf mehrere Träger verteilt wurde. Zur Vermeidung von Vibrationen wurde dabei außerdem darauf geachtet, daß sich die Auflagepunkte der Pumpen und des Kammergestells auf verschiedenen Eisenplatten befinden.

9. Das Vakuumsystem

Zum Evakuieren der Kammer wird eine Turbomolekularpumpe in Verbindung mit einer zweistufigen Vorpumpe verwendet. Um Kammerschwingungen zu vermeiden, sind die beiden Pumpstände mit Vibrationsdämpfer versehen und getrennt angeordnet (siehe Bemerkung unter 8.). In die Vorvakuumleitung sind außer einem Federungskörper — um die Übertragung von Vibrationen der Vorpumpe herabzusetzen — eine Kugelkühlfalle, die mit flüssigen Stickstoff betrieben wird, und ein Sicherheitsventil eingebaut, das sich bei Stromausfall automatisch schließt und die Vorpumpe belüftet.

Die zweistufige Vorpumpenkombination, bestehend aus einer Drehschieberpumpe (Typ UNO 35, Saugvermögen $35 \text{ m}^3/\text{h}$) und einer Wälzkolbenpumpe (Typ MTP 200, Saugvermögen $220 \text{ m}^3/\text{h}$), befindet sich neben dem Grundgestell der Kammer unter der Arbeitsbühne (siehe Abb.1).

Die Turbomolekularpumpe (Typ TVP 2500, Saugvermögen $2520 \text{ m}^3/\text{h}$) ist im Zentrum des Grundgestells etwas im Boden der Targethalle versenkt (aus Platzgründen) angebracht. Die Pumpe ist mit ihrem UHV-Anschluß, in dem ein Splitter-schutz befestigt ist, über einen VAT-Handschieber und einem Federbalg, der axiale und laterale Verschiebungen — wichtig im Hinblick auf die Kammerjustierung — zuläßt, sowie einem Zwischenstück mit dem Flansch der unteren Halbkugel verbunden. Dabei beträgt die Nennweite durchwegs 250 mm.

An dem Zwischenstück sind vier Flansche angebracht, an die zwei Vakuummeßröhren, ein Belüftungsventil und eine Umwegleitung, die ebenfalls mit einem Federbalg versehen ist, angeschlossen sind.

Da auf der Hochvakuumseite ein Federbalg verwendet wird, ist die Turbomolekularpumpe — im Betrieb wirken, entsprechend der UHV-Flansch-Fläche, Zugkräfte von etwa 490 kp (Eigengewicht 310 kp) auf die Pumpe ein — in den U-Profil-Trägern, auf denen sie mit den Schwingungsdämpfern aufliegt, fest verankert. Dazu ist die Pumpe auf zwei U-Rohren befestigt, die, durch Tellerfedern gekontert, mit den Trägern verschraubt sind.

Das Endvakuum in der Kammer, die bereits nach einer Pumpzeit von 12 Min. an das Strahlrohr angeschlossen werden kann, beträgt, trotz der vielen statischen und dynamischen Abdichtungen, $2\text{--}5 \times 10^{-6}$ Torr.

Literaturverzeichnis

- (Aus 70) N.Austern, Direct nuclear reaction theories
(Wiley, New York, 1970) chapt. 5
- (Bec 70) F.D.Becchetti Jr., G.W.Greenless in: Pol.Phen.
in Nucl.React., Proceed., Madison, (1970) 682
- (Ber 70) M.Berg und K.Thomas: Phys.Inst. der Universität
Erlangen-Nbg., Jahresbericht (1970/71) 191
- (Bit 74) G.Bittner, Diplomarbeit, Erlangen (1974)
- (Cun 69) H.H.Cuno, G.Clausnitzer, R.Fleichmann,
Nucl.Phys. A 139 (1969) 657
- (Dar 70) S.E.Darden in: Pol.Phen. in Nucl.React.,
Proceed., Madison, (1970) 39
- (Dur 70) J.E.Durisch, W.Neumann, J.Rossel,
Nucl.Instr. 80 (1970) 1
- (Hei 71) G.Heil, Diplomarbeit, Erlangen (1971)
- (Hei 76) G.Heil, Dissertation, Erlangen (1976)
- (Hie 68) J.C.Hiebert, E.Newman, Nucl.Phys. A 113 (1968) 176
- (Löh 76) H.Löh, Diplomarbeit, Erlangen (1976)
- (Loh 74) J.M.Lohr, W.Haeberli, Nucl.Phys. A 232 (1974) 381
- (Lud 74) E.J.Ludwig, C.E.Busch, T.B.Clegg, S.K.Datta,
A.C.Watkins, Nucl.Phys. A 230 (1974) 271
- (Mai 69) G.Mairle, G.Th.Kaschl, H.Link, H.Mackh,
U.Schmidt-Rohr, G.J.Wagner, Nucl.Phys. A 134
(1969) 180
- (May 74) B.Mayer, H.E.Conzett, W.Dahme, D.G.Kovar,
R.M.Larimer, Ch.Leemann, Phys.Rev.Let. Vol. 32
(1974) 1452
- (Per 63) C.M.Perey, F.G.Perey, Phys.Rev. Vol. 132
(1963) 755

- (Sat 58) G.L.Satchler, Nucl.Phys. 8 (1958) 65
- (Sat 64) G.L.Satchler, Nucl.Phys. 55 (1964) 1
- (Smi 67) D.L.Smith, H.Y.Chen, H.A.Enge, Nucl.Phys.
A 107 (1968) 639
- (Jon 74) H.Wangler, Diplomarbeit, Erlangen (1974)
- (ful 68) P.J.Yule, J.Haeblerli, Nucl.Phys. A 117
(1968) 1

Mein Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. E. Finckh für die Betreuung und die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchführen zu können.

Herrn Priv. Doz. Dr. H. Wilsch für die Anregung zu dieser Arbeit.

Herrn Dipl. Phys. M. Wangler für die Überlassung eines Programmes zur Auswertung der Spektren, für die ständige Bereitschaft zu Diskussionen, für die Hilfe bei meßtechnischen Problemen und beim Einbau vieler Kammervorrichtungen.

Den Gruppenmitgliedern Dipl. Phys. G. Heil und Dr. K. Imhof für die kameradschaftliche Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Dem Rechenzentrum der Universität Erlangen-Nürnberg für die Möglichkeit, die DWBA-Rechnungen an der CDC-3300 durchführen zu können.

Den Mitgliedern der mechanischen Werkstatt und ihren Meistern für die saubere und präzise Ausführung der vielen zum Ausbau der Streukammer notwendigen Teile. Insbesondere Herrn G. Muhr für die vielen Anregungen und fachmännischen Ratschläge und Herrn S. Schreiter, der den Großteil der anfallenden Teile bearbeitete.

Den Mitgliedern der E-Werkstatt für die saubere Verlegung sämtlicher elektrischer Leitungen.

Dem Herstellerwerk der Kammer für die außerordentlich gute Zusammenarbeit während der Planung und dem Bau, sowie für die technisch einwandfreie Ausführung.

Dem Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft für die
Gewährung eines Stipendiums nach dem Graduiertenförderungs-
gesetz.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung
von Sach- und Personalmitteln zur Durchführung dieser Arbeit.

L e b e n s l a u f

Gernot K l i e r

geb. am : 29. 1. 1942
in : Nürnberg
Eltern : Gregor Klier, Ingenieur
Ehefrau Emmi, geb. Fink
Familienstand : seit 1973 verheiratet mit Gertraud Klier,
geb. Haberkamm
Schulen : 1. bis 5. Klasse Volksschule in Schwaig
bei Nbg.
1. bis 5. Klasse Oberrealschule in Nürnberg
6. bis 9. Klasse Oberrealschule in Hersbruck

Abitur 1964

Studium : 1964 bis 1971 in Erlangen, Physik

Prüfungen : 3. 11. 67 Diplom-Vorprüfung in Physik
22. 10. 71 Diplom-Hauptprüfung in Physik

Stellungen : vom 1. 11. 71 bis 31. 7. 76 wissenschaft-
licher Angestellter (DFG: 1. 7. 74 - 30. 6. 76)
am Physikalischen Institut der Universität
Erlangen - Nürnberg, Erlangen

Erlangen, am 28. 11. 1976

Offset — 
Siebdruck
S.Kriegelstein

Bierlachweg 37 8520 Erlangen
Telefon 09131/33907